

Фотоэлектроника

УДК 621.383

Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока p - n -переходов с короткой базой.

Часть I

А. Ю. Селяков

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

На основе точного решения уравнения Ланжевена рассчитана спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока обратносмещенного p - n -перехода с короткой базой S_{Jd} для случаев омического и блокирующего контактов к базе. Показано, что так же, как и в случае p - n -перехода с длинной базой в случае омического и блокирующего контактов к базе S_{Jd} в достаточно широком частотном диапазоне указанная спектральная плотность определяется формулой Шоттки. При этом на высоких частотах шумы диффузионного тока обусловлены случайным характером процессов рассеяния, а доминирующий механизм шума на низких частотах определяется типом контакта к базе.

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

Ключевые слова: спектральная плотность, p - n -переход, флуктуация, диффузионный ток, формула Шоттки.

Введение

В настоящее время свойства высококачественных гетероэпитаксиальных слоев одного из основных материалов ИК-фотоэлектроники $Hg_{1-x}Cd_xTe$ состава $x \sim 0,2$ p -типа близки к свойствам объемных монокристаллов, в которых диффузионная длина неосновных носителей может достигать величины несколько десятков микрон [1—7], что значительно превышает толщину гетероэпитаксиальных слоев. При этом диффузионный ток (ДТ) p - n -переходов с короткой базой существенным образом зависит от типа контакта (граничного условия) к базе [8]. Естественно предположить, что шумы ДТ p - n -переходов с короткой базой также в значительной степени будут определяться свойствами контакта к базе. Наиболее последовательным среди существующих математических методов анализа флуктуационных явлений (ФЯ) в полупроводниковых структурах и приборах [9] является метод Ланжевена [10—19], который позволяет строго учитывать граничные условия различного вида, в том числе и стохастические. Так, в работе [15] методом Ланжевена рассчитана спектральная плотность флуктуаций ДТ и фототока обратносмещенного p - n -перехода с длинной ($d \gg L$, где d — толщина базы, L — диффузионная длина неосновных носителей в базе) базой.

В работе [20] тепловые и фотоиндуцированные шумы p - n -перехода с длинной базой, а также

p - n -перехода с очень тонкой ($d \gg L$) базой (для случая малой скорости поверхностной рекомбинации на контакте) проанализированы на основе упрощенного варианта метода Ланжевена, заключающегося в использовании аналогии уравнения непрерывности, описывающего перенос носителей в квазинейтральной базе p - n -перехода, с дифференциальными уравнениями, определяющими переменные во времени напряжения и токи вдоль электрической линии с распределенными RC -параметрами.

Таким образом, анализ ФЯ в p - n -переходах с базой конечной длины (как для случая $d < L$, так и для случая $d > L$) является актуальным.

В настоящей работе шумы ДТ p - n -переходов с базой конечной длины анализируются на основе точного решения стохастических дифференциальных уравнений метода Ланжевена для случаев омического и блокирующего контактов.

Модель

Рассмотрим p^+ - n -переход, на котором поддерживается постоянное обратное смещение $|qV| \geq 3kT$, где q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Направим ось x от n -области, толщина которой равна d , к p^+ -области, а точку $x = 0$ расположим на границе раздела квазинейтральной n -области и

области пространственного заряда (ОПЗ) (рис. 1). Будем считать, что темновой ток рассматриваемого p^+ - n -перехода определяется процессами генерации-рекомбинации (Г-Р) в квазинейтральной n -области. Подобной структурой обладают, например, фотодиоды дальнего ИК-диапазона ($\Delta\lambda = 8\text{--}12$ мкм) на основе тройных твердых растворов HgCdTe, темновой ток которых в области криогенных температур при малых обратных смещениях определяется диффузионным механизмом [21, 22]. Рассмотрим случаи короткой базы ($d < L_p$, где $L_p = \sqrt{D_p\tau}$ — диффузионная длина дырок в n -области, τ — время жизни дырок в n -области, D_p — коэффициент диффузии дырок) и длинной ($d \geq L_p$), а также два типа контактов (граничных условий) в точке $x = -d$ — омический и блокирующий.

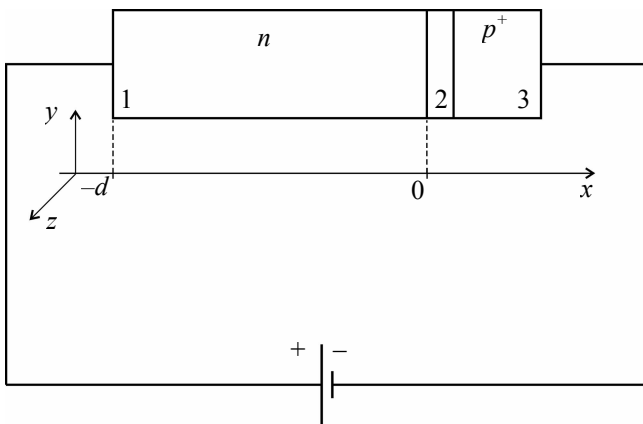


Рис. 1. Структура p^+ - n -перехода:

1 — квазинейтральная область n -типа; 2 — область пространственного заряда; 3 — квазинейтральная область p^+ -типа

Диффузионный механизм темнового тока p - n -перехода для случая длинной и короткой баз, а также омического и блокирующего контактов для неосновных носителей в рамках одномерной модели проанализирован в работе [8].

Вопрос о применимости одномерной модели для адекватного описания ДТ в пикселах многоэлементных ИК-фотоприемников на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe рассмотрен в работах [23, 24]. Так, в работе [24] показано, что при выполнении определенных условий ДТ центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника адекватно описывается в рамках одномерной модели p - n -перехода с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей, виртуально расположенным на границе раздела узкозонный полупроводник-подложка (П-П), в то время как в реальной многоэлементной структуре омические контакты к подложке не являются блокирующими и расположены на достаточно большом расстоянии от крайних пикселей. Иными словами, виртуальному блокирующему контакту соответствует случай нулевой скорости поверхно-

стной рекомбинации на границе раздела узкозонный П-П, а виртуальному омическому контакту — бесконечная скорость поверхностной рекомбинации на данной границе раздела. Автор работы считает пренебрежимо малыми последовательное сопротивление n -области и внутреннее сопротивление источника постоянного напряжения на диоде, что позволяет не учитывать в дальнейшем RC -ограничения частотных характеристик p^+ - n -перехода.

Для расчета стационарной концентрации дырок $p_s(x)$ в квазинейтральной n -области рассматриваемого обратносмещенного p^+ - n -перехода необходимо решить уравнение непрерывности в амбиполярной форме, которое при использовании допущения о линейной модели рекомбинации имеет вид

$$\partial^2 \Delta p / \partial x^2 - \Delta p / L_p^2 = 0, \quad (1)$$

где $\Delta p = p_s - p_0$ — концентрация неравновесных дырок в n -области;

p_0 — концентрация равновесных дырок в n -области.

В рассматриваемом обратносмещенном p^+ - n -переходе на границе раздела квазинейтральной n -области с ОПЗ, в точке $x = 0$ граничное условие к уравнению (1) имеет вид $\Delta p = -p_0$, а в точке $x = -d$ в случае омического контакта граничное условие к уравнению (1) — вид $\Delta p^\infty(-d) = 0$; а в случае блокирующего контакта — $(\partial \Delta p^0(x) / \partial x)|_{x=-d} = 0$.

Распределение концентрации дырок в квазинейтральной n -области и плотность диффузионного тока (ПДТ) рассматриваемого p^+ - n -перехода для случая омического контакта к n -области $p_s^\infty(x)$ и J_d^∞ , соответственно, а также для случая блокирующего контакта к n -области $p_s^0(x)$ и J_d^0 , соответственно, определяются выражениями:

$$p_s^\infty(x) = p_0 \left(1 - \operatorname{sh} \left(\frac{d+x}{L_p} \right) \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right); \quad (2)$$

$$J_d^\infty = \frac{qL_p p_0}{\tau} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right); \quad (3)$$

$$p_s^0(x) = p_0 \left(1 - \operatorname{ch} \left(\frac{d+x}{L_p} \right) \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right); \quad (4)$$

$$J_d^0 = \frac{qL_p p_0}{\tau} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right). \quad (5)$$

Заметим, что при $d/L_p \rightarrow \infty$ выражения (3) и (5) переходят в известную формулу для плотности ДТ p - n -перехода с длинной базой $J_d^{\text{inf}} = qL_p p_0 / \tau$.

Уравнение Ланжевена

В рамках сделанных допущений при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p^+ - n -переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме.

Процедура формального вывода такого уравнения [17, 25] аналогична процедуре вывода детерминированного уравнения непрерывности в амбиполярной форме. В рассматриваемом случае квазинейтральной n -области уравнение Ланжевена в амбиполярной форме имеет вид

$$\partial \delta p / \partial t = -\delta p / \tau + D_p \partial^2 \delta p / \partial x^2 + \gamma_p + \partial j_p / \partial x, \quad (6)$$

где δp — флуктуация концентрации дырок;

γ_p — случайный источник, соответствующий случайному характеру процессов Г-Р;

j_p — случайный источник, соответствующий случайному характеру процессов рассеяния.

Отметим, что анализ флуктуаций в омическом резисторе в случае, когда принимается во внимание только случайный источник, соответствующий случайному характеру процессов рассеяния, приводит к известной формуле Найквиста для теплового шума [17]. Обоснование введения в диффузионно-дрейфовую модель случайного источника, соответствующего случайному характеру процессов рассеяния, и расчет корреляторов таких источников даны в монографии [11]. Применим к уравнению (6) преобразование Фурье, и после несложных преобразований получим

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

где ω — круговая частота;

$L_{p,\omega} = L_p (1 + i\omega\tau)^{-1/2}$ — кинетическая диффузионная длина дырок в n -области;

i — мнимая единица;

δp_ω — Фурье-трансформанта флуктуации концентрации дырок;

$\gamma_{p,\omega}$ и $j_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанты случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов Г-Р и рассеяния, соответственно.

В обратном смещенном p^+ - n -переходе все дырки, попавшие на границу раздела квазинейтральной n -области с ОПЗ выносятся электрическим полем в p^+ -область, что справедливо как в детерминированном случае, так и для флуктуаций. Поэтому в точке $x = 0$ можно поставить стохастическое граничное условие $\delta p_\omega(0) = 0$. Однако такое стохастическое условие ограничивает пределы применимости соответствующего ему решения условием $\omega \ll t_{jl}^{-1}$, где t_{jl} — время пролета дырок через ОПЗ. Оценка значения величины t_{jl} дана в Приложении.

В случае омического контакта (бесконечной скорости поверхностной рекомбинации) в точке $x = -d$ концентрация неравновесных носителей равна нулю, что справедливо как в детерминированном случае, так и в случае флуктуаций. В случае омического контакта стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega^\infty(-d) = 0$.

Заметим, что предположение о нулевой скорости поверхностной рекомбинации в точке $x = -d$ обуславливает отсутствие поверхностного случайного источника, что объясняется случайным характером процессов Г-Р в данной точке. Поэтому в случае блокирующего контакта (нулевой скорости поверхностной рекомбинации) в точке $x = -d$ флуктуации дырочного тока равны нулю $\delta J_{p,\omega}^0(-d) = 0$.

Будем считать, что на границе раздела узкозонный П-П отсутствует поверхностное рассеяние, а следовательно, в точке $x = -d$ отсутствует поверхностный случайный источник, обусловленный случайным характером процессов рассеяния.

Таким образом, в случае блокирующего контакта в точке $x = -d$ флуктуации дырочного тока и концентрации дырок в данной точке связаны соотношением $\delta J_{p,\omega}^0(-d) = -qD_p (\partial \delta p_\omega^0(x) / \partial x) \Big|_{x=-d}$, а стохастическое граничное условие имеет вид $(\partial \delta p_\omega^0(x) / \partial x) \Big|_{x=-d} = 0$.

Решение уравнения (7) для случаев омического и блокирующего контактов $\delta \delta p_\omega^\infty(x)$ и $\delta \delta p_\omega^0(x)$, соответственно, определяется выражениями:

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

$$- \frac{L_{p,\omega}}{D_p} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_{p,\omega}} \right)} \int_{-d}^0 \operatorname{sh} \left(\frac{x'}{L_{p,\omega}} \right) \gamma_{p,\omega}(x') dx' +$$

$$+ \frac{1}{D_p} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_{p,\omega}} \right)} \int_{-d}^0 \operatorname{ch} \left(\frac{x'}{L_{p,\omega}} \right) j_{p,\omega}(x') dx';$$

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

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

В квазинейтральной n -области Фурье-трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x) = -D_p \partial \delta p_\omega(x) / \partial x - j_{p,\omega}(x)$ [11, 15—17]. Подставим в него выражения (8) и (9) и рассчитаем значения Фурье-трансформант соответствующих плотностей дырочного тока $\delta J_{p,\omega}^\infty(x)$ и $\delta J_{p,\omega}^0(x)$. Затем, положив $x = 0$, получим выражения для Фурье-трансформант флуктуации плотности диффузионного тока (ПДТ) обратносмещенного p^+ - n -перехода с базой конечной длины, для случаев омического и блокирующего контактов к n -области $\delta J_d^\infty(\omega) = \delta J_{p,\omega}^\infty(0)$ и $\delta J_d^0(\omega) = \delta J_{p,\omega}^0(0)$, соответственно:

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

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

Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока

Флуктуации ПДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода представляют собой стационарный случай-

ный процесс, спектральная плотность флуктуаций (СПФ) которого $\hat{S}_{J_d}(\omega)$ связана с Фурье-трансформантами флуктуаций $\delta J_d(\omega)$ соотношением [10, 26, 27]:

$$\langle \delta J_d(\omega) \delta J_d^*(\omega') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_{J_d}(\omega), \tag{12}$$

где $*$ — комплексное сопряжение;
 $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю;
 $\delta(\omega)$ — дельта-функция.

Случайные источники γ_p и j_p представляют собой дельта-коррелированные по пространственным координатам неоднородные стационарные случайные поля.

Таким образом, для Фурье-трансформант случайных источников $\gamma_{p,\omega}(x, y, z)$ и $j_{p,\omega}(x, y, z)$ и соответствующих взаимных СПФ $S_\gamma(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $S_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$ справедливы соотношения, аналогичные уравнению (12): $\langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) \times \gamma_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_\gamma(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $\langle j_{p,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$. При этом взаимные СПФ случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов Г-Р и случайному характеру процессов рассеяния соответственно равны [11, 15—17]:

$$S_\gamma(x, x', y, y', z, z', \omega) = \frac{2(p_s(x) + p_0)}{\tau} \times \tag{13}$$

$$\times \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z');$$

$$S_j(x, x', y, y', z, z', \omega) = \tag{14}$$

$$= 4D_p p_s(x) \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z').$$

Отметим, что в выражениях (13) и (14) фигурируют взаимные СПФ, определенные по положительным частотам $S_\gamma(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\hat{S}_\gamma(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $S_j(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\hat{S}_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$, что имеет смысл, поскольку действительная часть взаимной СПФ стационарно связанных действительных случайных процессов является четной функцией частоты [12, 28]. Последнее справедливо также и для СПФ действительных случайных процессов [10]. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только положительные частоты, и определим СПФ ПДТ на положительных частотах соотношением $S_{J_d}(\omega) = 2\hat{S}_{J_d}(\omega)$.

Заметим, что случайные источники γ_p и j_p не коррелированы между собой, т. е. взаимный коррелятор равен нулю: $\langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = \langle j_{p,\omega}(x, y, z) \gamma_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$.

Уравнение (12), а также соотношения (10), (11), (13), (14) и (2), (4) после несложных, но довольно громоздких, преобразований позволяют рассчитать СПФ ПДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода. При этом правая и левая части уравнения (12) после подстановки в него соотношений (10), (13), (14), (2) либо (11), (13), (14), (4) должны быть усреднены по площади p - n -перехода. Необходимость такого усреднения обусловлена тем, что мы рассматриваем флуктуационные явления в p - n -переходе в рамках одномерной модели, в то время как взаимные СПФ случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов Г-Р и случайному характеру процессов рассеяния (формулы (13) и (14), соответственно) зависят не только от координаты x , но и от координат y и z .

Поскольку случайные источники γ_p и j_p не коррелированы, СПФ ДТ будет включать в себя две аддитивные составляющие, одна из которых обусловлена случайным источником γ_p , т. е. случайным характером процессов Г-Р, а другая — случайным источником j_p , т. е. случайным характером процессов рассеяния.

Расчеты показывают, что для случая омического контакта к n -области аддитивные составляющие СПФ ПДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленные случайным характером процессов Г-Р и случайным характером процессов рассеяния

$S_{J_d,\gamma}^\infty(\omega)$ и $S_{J_d,j}^\infty(\omega)$, соответственно, имеют вид:

$$S_{J_d,\gamma}^\infty(\omega) = - \left\{ 2q^2 L_p p_0 \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \left(-4\Omega_1 \Omega_2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + \Omega_1 \Omega_2 \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left((4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + (4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_p} \right) \left((2\Omega_1^2 - 1) \Omega_2 (4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (2\Omega_2^2 + 1) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \right) \right\} \times \quad (15) \\ \times \left\{ A\tau\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\ \left. \times \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1};$$

$$S_{J_d,j}^\infty(\omega) = \left\{ 2q^2 L_p p_0 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \left(2\Omega_1 \Omega_2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left((4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - (4\Omega_2^2 + 1) \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right) \right\}^{-1} \times \quad (16) \\ \times \left\{ A\tau\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\ \left. \times \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1};$$

$$\times \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) + 4\Omega_1 \Omega_2 (-2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1) \times \\ \times \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \Omega_1 (1 - 4\Omega_1^2) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \quad (16) \\ + (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left\{ A\tau\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1},$$

а аналогичные величины для случая блокирующего контакта к n -области $S_{J_d,\gamma}^0(\omega)$ и $S_{J_d,j}^0(\omega)$, соответственно, имеют вид:

$$S_{J_d,\gamma}^0(\omega) = \left\{ q^2 L_p p_0 \left(2\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \left((2\Omega_2^2 + 1) \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \Omega_2 \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + 2\Omega_2 (4\Omega_2^2 + 1) \left((2\Omega_1^2 - 1) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right) \right\}^{-1} \times \quad (17) \\ \times \left\{ A\tau\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1};$$

$$S_{J_d,j}^0(\omega) = \left\{ q^2 L_p p_0 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \times \right. \\ \left. \times \left(-2\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \left(\sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - 2\Omega_2 \cos \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) - 2(4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \quad (18) \\ \left. \times \left(\operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) - 2\Omega_1 \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1} \times \\ \times \left\{ A\tau\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\ \left. \times \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1},$$

где A — площадь p - n -перехода.

Появление данной величины в уравнениях (15)—(18) связано с операцией усреднения по площади p - n -перехода правой и левой частей

уравнения (12) после подстановки в него соотношений (10), (13), (14), (2) либо (11), (13), (14), (4). Частотно-зависимые величины Ω_1 и Ω_2 в формулах (15)—(18) определяются выражениями:

$$\Omega_1 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} + 1/\sqrt{2}}; \quad (19)$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} - 1/\sqrt{2}}. \quad (20)$$

Из формул (19) и (20) следует, что в рассматриваемом случае $\omega \geq 0$ величины Ω_1 и Ω_2 удовлетворяют неравенствам $\Omega_1 \geq 1$ и $\Omega_2 \geq 0$, соответственно, т. е. точки $\Omega_1 = 0$, $\Omega_2 = 1/2$ и $\Omega_1 = \Omega_2 = 0$, при которых выражения (15)—(18) имеют особенности, лежат вне области допустимых значений.

Используя уравнения (15)—(18), рассчитаем СПФ ПДТ обратносмещенного p^+ - n -перехода для случаев омического и блокирующего контактов к n -области $S_{Jd}^\infty(\omega) = S_{Jd,\gamma}^\infty(\omega) + S_{Jd,j}^\infty(\omega)$ и $S_{Jd}^0(\omega) = S_{Jd,\gamma}^0(\omega) + S_{Jd,j}^0(\omega)$, соответственно:

$$S_{Jd}^\infty(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{A\tau} \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right); \quad (21)$$

$$S_{Jd}^0(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{A\tau} \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_p}\right). \quad (22)$$

Из формул (21) и (3), а также (22) и (5) следует, что в диапазоне частот, удовлетворяющем условию применимости стохастических граничных условий, т. е. при выполнении условия $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, СПФ ДТ обратносмещенного p - n -перехода с базой конечной длины и в случаях омического и блокирующего контактов к базе, не зависит от частоты и определяется формулой Шоттки.

Подчеркнем, что данные результаты получены на основе точного решения уравнения Ланжевена. Заметим, что формула (22) (при условии $d/L_p \ll 1$) находится в соответствии с формулой (62) работы [20] для случая скорости поверхностной рекомбинации, равной нулю.

Используя уравнения (15)—(18) и (19), (20), рассчитаем низко- и высокочастотные значения аддитивных составляющих СПФ ПДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленных случайным характером процессов Г-Р и рассеяния, для случая омического и блокирующего контактов к n -области:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{Jd,\gamma}^\infty(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{3A\tau} \operatorname{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \quad (23)$$

$$\times \left(-\frac{3d}{L_p} + \operatorname{sh}\left(\frac{2d}{L_p}\right) + 2 \operatorname{th}\left(\frac{d}{2L_p}\right) \right);$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{Jd,\gamma}^\infty(\omega) = 0; \quad (24)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{Jd,j}^\infty(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{3A\tau} \times \left(-2 \operatorname{cth}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + 3 \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) + 2 \operatorname{csch}^3 \times \right. \quad (25)$$

$$\left. \times \left(\frac{d}{L_p} \right) + \frac{3d}{L_p} \operatorname{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \right);$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{Jd,j}^\infty(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{A\tau} \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right); \quad (26)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{Jd,\gamma}^0(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{3A\tau} \times \left(2 \operatorname{th}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + \frac{3d}{L_p} \operatorname{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \right); \quad (27)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{Jd,\gamma}^0(\omega) = 0; \quad (28)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{Jd,j}^0(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{3A\tau} \operatorname{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \quad (29)$$

$$\times \left(-\frac{3d}{L_p} + \frac{1}{2} \operatorname{sh}\left(\frac{2d}{L_p}\right) + 2 \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right);$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{Jd,j}^0(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0}{A\tau} \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_p}\right). \quad (30)$$

Из уравнений (21), (22) и (23)—(30) следует, что в p - n -переходе с базой конечной длины в диапазоне частот, удовлетворяющем условию применимости стохастических граничных условий, т. е. при выполнении условия $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, аддитивная составляющая СПФ ПДТ, обусловленная случайностью процессов Г-Р (величины $S_{Jd,\gamma}^\infty(\omega)$ в случае омического контакта к n -области и $S_{Jd,\gamma}^0(\omega)$ — в случае блокирующего контакта) на высоких частотах стремится к нулю, т. е. является ограниченной функцией частоты. В то же время, аддитивная составляющая СПФ ПДТ, обусловленная случайностью процессов рассеяния (величина $S_{Jd,j}^\infty(\omega)$ в случае омического контакта к n -области и величина $S_{Jd,j}^0(\omega)$ в случае блокирующего контакта), в рассматриваемом диапазоне частот ограниченной функцией частоты не является и на высоких частотах стремится к СПФ ПДТ (величине $S_{Jd}^\infty(\omega)$ в случае омического контакта к n -области и величине $S_{Jd}^0(\omega)$ в случае блокирующего контакта).

На рис. 2 изображены нормированные аддитивные составляющие СПФ ПДТ (p^+ - n -перехода с

базой конечной длины для случаев омического и блокирующего контактов), обусловленные случайным характером процессов рассеяния (кривая 1), процессов Г-Р (кривая 2) и нормированная СПФ ПДТ (кривая 3).

На рис. 3 изображены зависимости низкочастотных значений нормированных аддитивных составляющих СПФ ПДТ (p^+ -перехода с базой конечной длины от отношения d/L_p для случаев омического и блокирующего контактов), обусловленных случайным характером процессов (кривая 1), Г-Р (кривая 2) и нормированных СПФ ПДТ (кривая 3).

Из рис. 2 и 3 видно, что независимо от толщины базы и типа контакта к n -области на высоких частотах шумы ДТ рассматриваемого p^+ -перехода определяются случайным характером процессов рассеяния. В то же время доминирующий механизм шума ДТ на низких частотах зависит от структуры p^+ -перехода. Так, в случае p^+ -перехода с тонкой ($d < L_p$) базой и омическим контак-

том к n -области на низких частотах шумы ДТ определяются случайным характером процессов рассеяния, а вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов Г-Р, крайне мал (см. рис. 2, *a* и 3, *a*). По мере увеличения толщины базы p^+ -перехода с омическим контактом к n -области относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером рассеяния, будет уменьшаться, а относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером Г-Р — возрастать, причем при $d \geq 3L_p$ вклад последних в СПФ ПДТ p^+ -перехода будет в два раза превышать вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния (см. рис. 3, *a*).

В случае p^+ -перехода с тонкой ($d < L_p$) базой и блокирующим контактом к n -области на низких частотах шумы ДТ определяются случайным характером процессов Г-Р, а вклад шумов, обусловленных случайным характером рассеяния, крайне мал (см. рис. 2, *б* и 3, *б*).

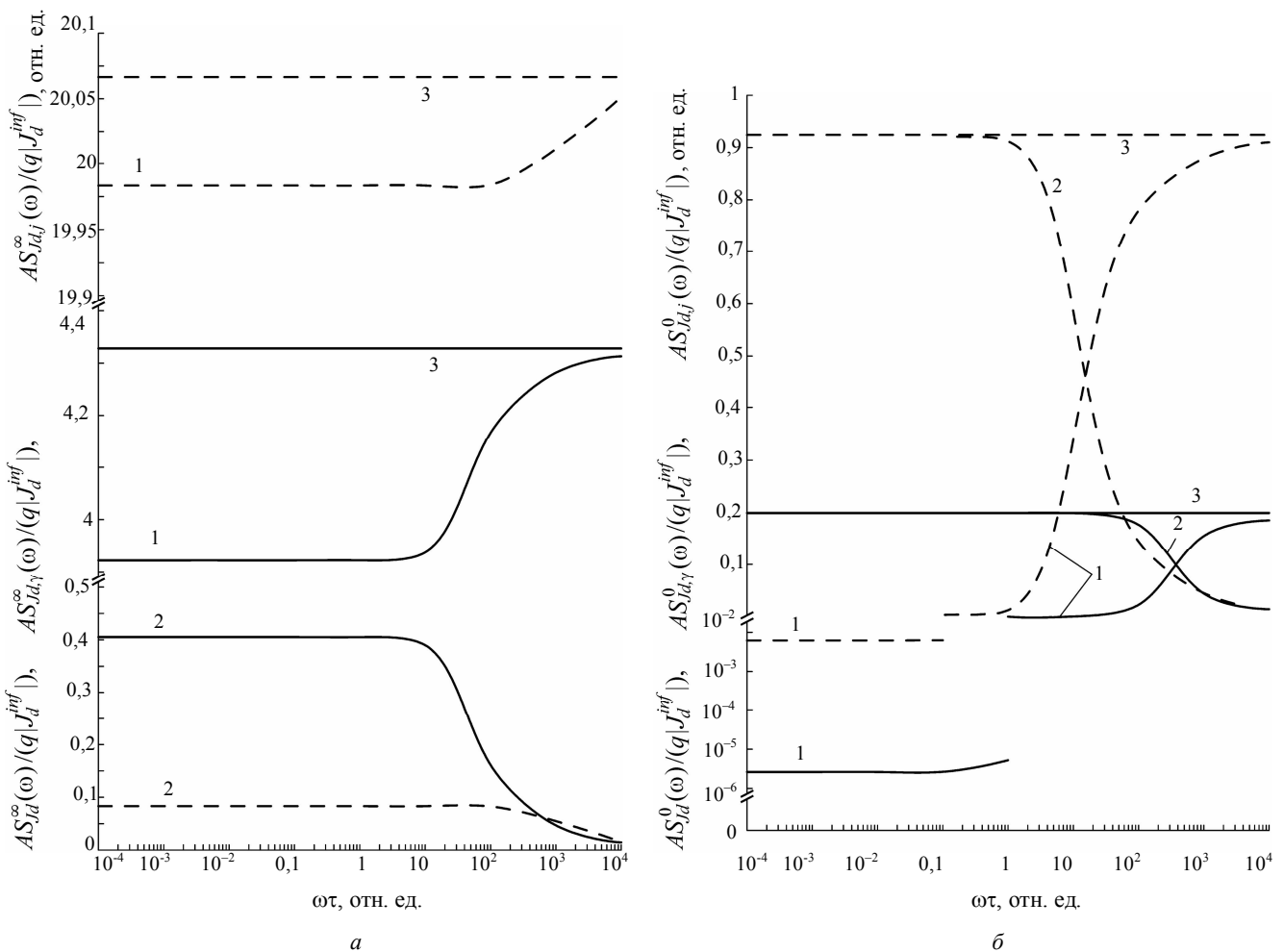


Рис. 2. СПФ ПДТ p^+ -перехода с базой конечной длины и контактами к n -области:

a — омическим: --- — $d/L_p = 0,1$; — — — — $d/L_p = 0,5$; *б* — блокирующим: --- — $d/L_p = 0,5$; — — — — $d/L_p = 0,1$;

1 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов рассеяния;

2 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов Г-Р;

3 — нормированная СПФ ПДТ. Нормирующая величина $q|J_d^{inf}|/A$

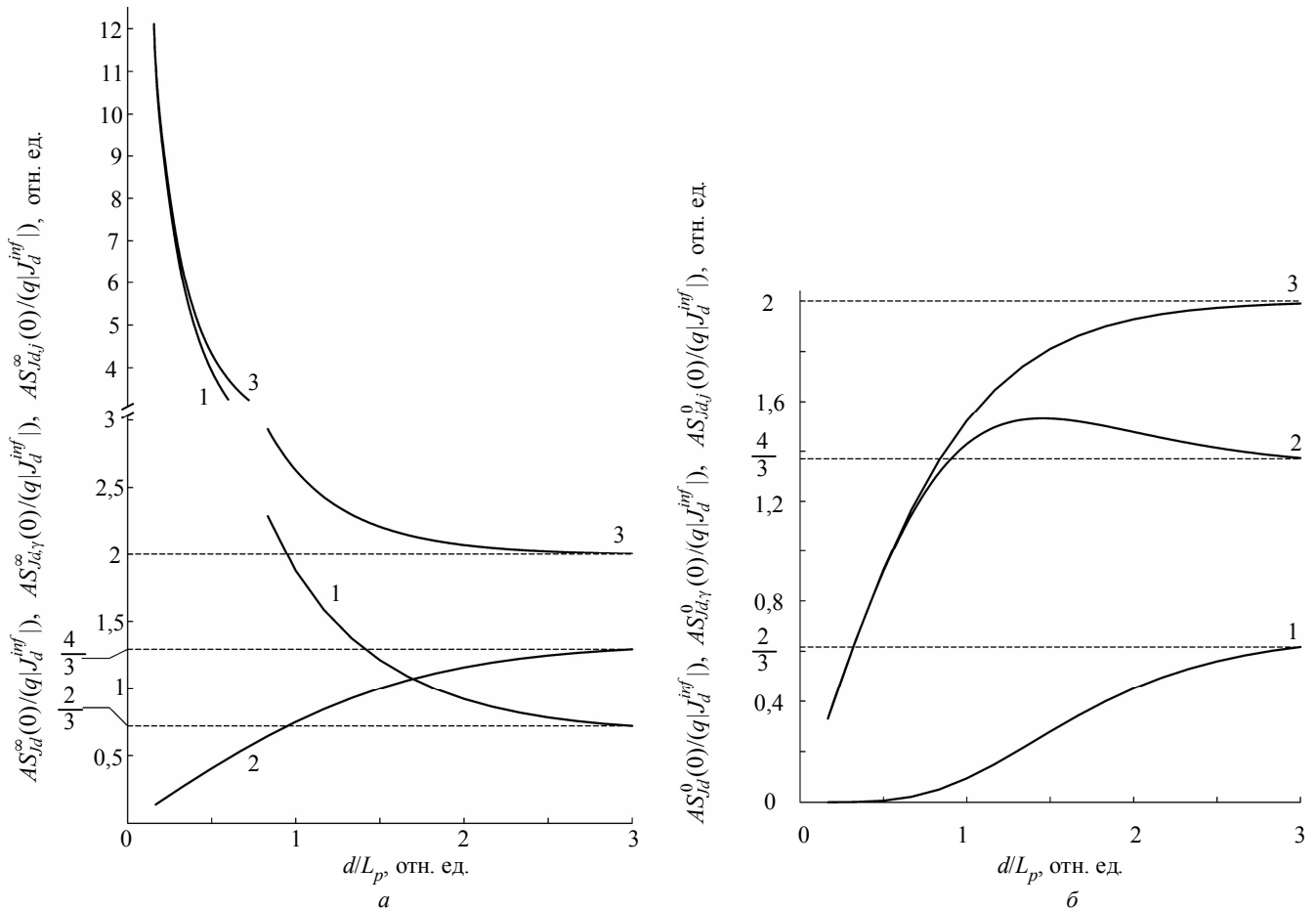


Рис. 3. Зависимость низкочастотного значения СПФ ПДТ p⁺-перехода с базой конечной длины и контактом к n-области от толщины базы:

a — омическим; б — блокирующим;

1 — низкочастотное значение нормированной аддитивной составляющей СПФ ПДТ, обусловленной случайным характером процессов рассеяния; 2 — низкочастотное значение нормированной аддитивной составляющей СПФ ПДТ, обусловленное случайным характером процессов Г-Р; 3 — низкочастотное значение нормированной СПФ ПДТ. Нормирующая величина $q|J_d^{inf}|/A$

По мере увеличения толщины базы p⁺-перехода с блокирующим контактом к n-области относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов Г-Р, будет уменьшаться, а относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния, — возрастать, однако и при $d \geq 3L_p$ вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов Г-Р в СПФ ПДТ p⁺-перехода, останется преобладающим и будет в два раза превышать вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния (см. рис. 3, б). Заметим, что полученные результаты находятся в частичном противоречии с результатами работы [20], где, в частности, сделан вывод о том, что на низких частотах в p-n-переходе с длинной базой относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния в СПФ ПДТ, будет в два раза превышать вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов Г-Р.

Рассчитаем теперь значения аддитивных составляющих СПФ ПДТ p⁺-перехода с длинной

($d \gg L_p$) базой, обусловленных случайным характером процессов Г-Р $S_{J_d,\gamma}^{inf}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d,\gamma}^{\infty}(\omega)$ и рассеяния $S_{J_d,j}^{inf}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d,j}^{\infty}(\omega)$. Результаты расчетов имеют вид:

$$S_{J_d,\gamma}^{inf}(\omega) = \frac{2q^2 L_p p_0 \left(\sqrt{2} \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} + 1 + 2 \right)}{A\tau \left(2\sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} + \sqrt{2} \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} + 1 + 2 \right)}; \quad (31)$$

$$S_{J_d,j}^{inf}(\omega) = \frac{4q^2 L_p p_0 \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1}}{A\tau \left(2\sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} + \sqrt{2} \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} + 1 + 2 \right)}. \quad (32)$$

Отметим, что уравнения (31) и (32) могут быть получены также и из уравнений (17) и (18),

т. е. выполняются равенства $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d, \gamma}^{\infty}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d, \gamma}^0(\omega)$ и $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d, j}^{\infty}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_d, j}^0(\omega)$. Из уравнений (31) и (32) следует, что в диапазоне частот, удовлетворяющем условию применимости стохастических граничных условий, т. е. при выполнении условия $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, СПФ ДТ обратносмещенного p - n -перехода с длиной ($d \gg L_p$) базой $S_{J_d}^{inf}(\omega) = S_{J_d, \gamma}^{inf}(\omega) + S_{J_d, j}^{inf}(\omega)$ не зависит от частоты и определяется формулой Шоттки:

$$S_{J_d}^{inf}(\omega) = (2q^2 L_p p_0) / (A\tau). \quad (33)$$

Используя эти уравнения рассчитаем низко- и высокочастотные значения аддитивных составляющих СПФ РДТ p^+ -перехода с длиной базой, обусловленные случайным характером процессов рассеяния и Г-Р:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_d, \gamma}^{inf}(\omega) = (4q^2 L_p p_0) / (3A\tau); \quad (34)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_d, \gamma}^{inf}(\omega) = 0; \quad (35)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_d, j}^{inf}(\omega) = (2q^2 L_p p_0) / (3A\tau); \quad (36)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_d, j}^{inf}(\omega) = (2q^2 L_p p_0) / (A\tau). \quad (37)$$

Из уравнений (33), (34)—(37) следует, что как и в случае p - n -перехода с базой конечной длины, в p - n -переходе с длиной базой в диапазоне частот, удовлетворяющем условию применимости стохастических граничных условий, т. е. при выполнении условия $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, аддитивная составляющая СПФ ДТ, обусловленная случайностью процессов Г-Р $S_{J_d, \gamma}^{inf}(\omega)$, является ограниченной функцией частоты, в то время как аддитивная составляющая СПФ ДТ, обусловленная случайностью процессов рассеяния $S_{J_d, j}^{inf}(\omega)$, ограниченной функцией частоты не является, и на высоких частотах стремится к СПФ ПДТ $S_{J_d}^{inf}(\omega)$.

На рис. 4 для случая p^+ -перехода с длиной базой изображены нормированные аддитивные составляющие СПФ ПДТ, обусловленные случайным характером процессов рассеяния $(AS_{J_d, j}^{inf}(\omega)) / (q|J_d^{inf}|)$ (кривая 1) и Г-Р $(AS_{J_d, \gamma}^{inf}(\omega)) / (q|J_d^{inf}|)$ (кривая 2), а также нормированная СПФ ПДТ $(AS_{J_d}^{inf}(\omega)) / (q|J_d^{inf}|)$ (кривая 3).

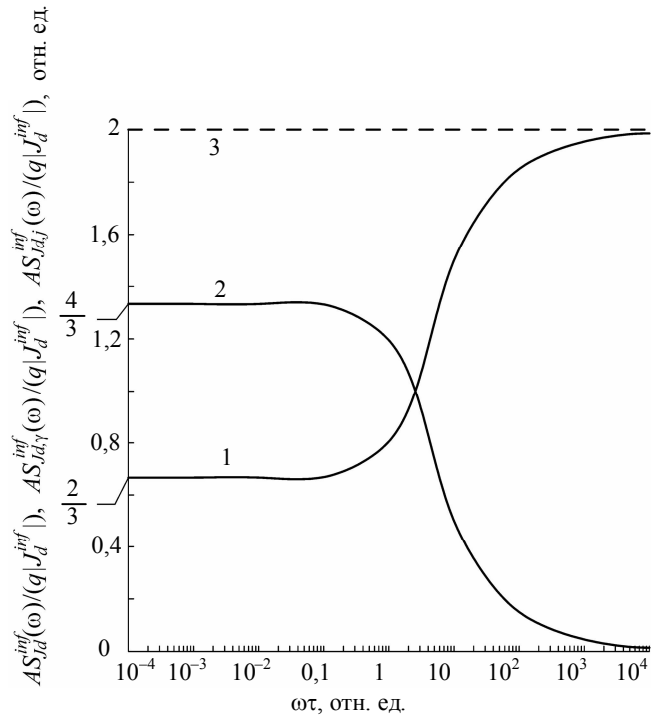


Рис. 4. СПФ ПДТ p^+ -перехода с длиной ($d \gg L_p$) базой: 1 — нормированная аддитивная составляющая СПФ ПДТ, обусловленная случайным характером процессов рассеяния; 2 — нормированная аддитивная составляющая СПФ ПДТ, обусловленная случайным характером процессов Г-Р; 3 — нормированная СПФ ПДТ. Нормирующая величина $q|J_d^{inf}|/A$

Из рис. 4 видно, что в случае p^+ -перехода с длиной ($d \gg L_p$) базой на высоких частотах шумы ДТ определяются случайным характером процессов рассеяния, а на низких частотах — случайным характером процессов Г-Р. При этом вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния, в СПФ ПДТ p^+ -перехода с длиной ($d \gg L_p$) базой на низких частотах всего лишь в два раза меньше вклада шумов, обусловленных случайным характером процессов Г-Р.

Закключение

На основе точного решения уравнения Ланжевена показано, что так же, как и для p - n -перехода с длиной базой, СПФ диффузионного тока обратносмещенного p - n -перехода с короткой базой и в случае омического, и в случае блокирующего контактов к базе, в частотном диапазоне, ограниченном условием $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, определяется формулой Шоттки, т. е. в достаточно широком частотном диапазоне СПФ диффузионного тока обратносмещенного p - n -перехода с короткой базой зависит от

параметров структуры p - n -перехода так же, как и диффузионный ток. При этом в случае и омического, и блокирующего контактов к базе на высоких частотах шумы диффузионного тока обусловлены случайным характером процессов рассеяния. На низких частотах в случае омического контакта к базе шумы диффузионного тока обусловлены случайным характером процессов рассеяния, а в случае блокирующего контакта к базе — шумы диффузионного тока обусловлены случайным характером процессов Г-Р.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Оценим время пролета дырок через ОПЗ p^+ -перехода на основе тройного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой [29]. Время пролета дырок через ОПЗ оценим как $t_{fl} = W/(\mu_p \bar{E})$, где W — ширина ОПЗ, μ_p — подвижность дырок; $\bar{E} = (1/W) \int E(x) dx$ — среднее поле в ОПЗ p^+ -перехода; $E(x)$ — электрическое поле в ОПЗ.

В рамках модели резкого p - n -перехода [30] электрическое поле $E(x)$ линейно зависит от координаты и $\bar{E} = (1/2)E_{\max}$, где E_{\max} — максимальное поле в ОПЗ p - n -перехода. Последнее определяется выражением $E_{\max} = qN_d W / (\epsilon \epsilon_0)$, где N_d — концентрация доноров в базе, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Подставим выражение для \bar{E} в выражение для t_{fl} , и в результате получим формулу для времени пролета дырок через ОПЗ p^+ -перехода $t_{fl} = 2\epsilon \epsilon_0 / (q\mu_p N_d)$.

Концентрация доноров в базе рассматриваемых p^+ - n -переходов достигает величины $5 \cdot 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [29], а диэлектрическая проницаемость твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \approx 0,2$ равна $\epsilon = 17,5$ [31].

Подставим данные параметры в формулу для t_{fl} и получим $t_{fl} = 7,8 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ для $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $t_{fl} = 3,9 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ — для $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, диапазон частот, в котором справедливы полученные результаты для СПФ ДТ p - n -перехода, достаточно велик и для p^+ - n -перехода на основе тройного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой, простирается вплоть до нескольких гигагерц.

Литература

1. Физика соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ /Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. — М.: Наука, 1986. Гл. 8.

2. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000.

3. Wijewarnasuriya P. S., Boukerche M., Faurie J. P. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. No. 2. P. 859.

4. Sang Dong Yoo, Kae Dal Kwack // Ibid. 1998. V. 83. No. 5. P. 2586.

5. Мухитдинов А. М., Стафеев В. И. // ФТП. 1992. Т. 26. Вып. 10. С. 1830.

6. Бородовский П. А., Булыгин А. Ф., Ремесник В. Г. // Там же. 1994. Т. 28. Вып. 12. С. 2099.

7. Ремесник В. Г., Талинов Н. Х. // Там же. 1991. Т. 25. Вып. 6. С. 1091.

8. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. // Semiconductors and semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6.

9. Лукьянчикова Н. Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. — М.: Радио и связь, 1990. — 296 с.

10. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. I. Случайные процессы. — М.: Наука, 1976. — 496 с.

11. Дыкман И. М., Томчук П. М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. — Киев: Наукова думка, 1981. — 320 с.

12. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986. — 399 с.

13. А. ван дер Зил. Шумы при измерениях. — М.: Мир, 1979. — 292 с.

14. А. ван дер Зил. Шум. Источники, описание, измерение. — М.: Сов. радио, 1973. — 229 с.

15. Неустроев Л. Н., Осинцов В. В. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 11. С. 2186—2196.

16. Van Vliet K. M. // IEEE transactions on electron devices. 1976. ED-23. No. 11. P. 1236—1246.

17. Van Vliet K. M. // Solid State Electronics. 1970. V. 13. No. 5. P. 649—657.

18. Фукс Р. А., Суриц Б. И. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 6. С. 1077—1087.

19. Фукс Р. А., Суриц Б. И. // Там же. 1980. Т. 14. Вып. 6. С. 1088—1098.

20. Таубкин И. И. // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 12. С. 1321—1339.

21. Bahir G., Garber V., Dust A. // Journal of electronic materials. 2001. V. 30. No. 6. P. 704—710.

22. Wijewarnasuriya P. S., Zandian M., Phillips J., Edwall D., DeWames R. E., Hilderbrandt G., Bajaj J., Arias J. M., D'Sousa A. I., Moore F. // Ibid. 2002. V. 31. No. 7. P. 726—731.

23. Селяков А. Ю. // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 116—127.

24. Селяков А. Ю. // Там же. № 4. С. 75—84.

25. Селяков А. Ю. // Там же. № 6. С. 17—27.

26. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. — М.: Радио и связь, 1982. Гл. 2.

27. Жалуд В., Кулешов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. — М.: Сов. радио, 1977. Гл. 1.

28. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. первая. — М.: Сов. радио, 1974. Гл. 4.

29. Мынбаев К. Д., Иванов-Омский В. И. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1153—1178.

30. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х т. — М.: Мир, 1984. Т. 1. — 456 с.; Т. 2. — 455 с.

31. Rogalski A. // Infrared Physics. 1988. V. 28. No. 3. P. 139—153.

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2009 г.

A diffusion current fluctuations spectral density of p - n -junctions with a short base.

Part I

A. Yu. Selyakov

State Unitary Enterprise «RD&P Center "Orion"», 9 Kosinskaya str., 111402, Moscow, Russia
E-mail: ayusel@mail.ru

On the basis of exact solution of Langevin equation a fluctuations spectral density of diffusion current of reverse-biased p - n -junction with short base S_{J_d} for cases ohmic and blocking contact to the base was calculated. It is shown, what similarly to the case of p - n -junction with a long base, in both cases of ohmic and blocking contact to the base in wide enough frequency range S_{J_d} determined by the formula of Schottky. Thus, on high frequencies noise of diffusion current is determined by stochastic character of scattering processes, and dominant mechanism of noise on low frequencies is determined the type of contact to the base.

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

Keywords: spectral density, p - n -transition, fluctuation, diffusion current, Schottky formula.

Селяков Андрей Юрьевич, ведущий науч. сотр.
111402, Москва, ул. Косинская, 9, ФГУП «НПО "Орион"»
Тел. (495) 373-55-70, факс (495) 373-68-62, E-mail: ayusel@mail.ru