

Suppression of p - n -junction diffusion current in pixels of multielement IR photodetectors caused by translation symmetry of multielement structure

Part II

A. Yu. Selyakov

Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

It is shown, what under certain conditions diffusion current of central n^+ - p -junctions of multielement IR photodetectors on the basis of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x \approx 0.2$) I_{dm} can be much less than diffusion current of single n^+ - p -junction on the basis of identical heteroepitaxial structure. At the same time, I_{dm} can be exactly described in the network of one-dimensional model of n^+ - p -junction with short base and impermeable to minority carrier flow contact whereas contacts to p -region of the multielement IR-photodetectors is ohmic and distance between contacts and boundary pixels exceeds diffusion length of electrons.

УДК 621.38+621.37

О фотоиндуцированных и тепловых шумах в полупроводниковых диодах

И. И. Таубкин

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

Дан краткий обзор литературы, посвященной теории фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых диодах. Рассчитаны координатные и частотные зависимости фотоиндуцированных токов и шумов в p^+ - n -переходе с учетом объемной и поверхностной рекомбинации дырок, генерированных при локальном облучении n -области. Установлено, что в p^+ - n -переходах шумы токораспределения вызываются флуктуациями локальных темпов рекомбинации и диффузии дырок в n -области. Выявлен физический механизм формирования в p - n -переходах высокочастотных тепловых и фотоиндуцированных дробовых шумов.

Исследования шумов в полупроводниковых диодах и фотодиодах ведутся уже более 50 лет. Однако в относительно недавно изданном учебнике Л. Н. Курбатова для студентов высших учебных заведений "Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра" [1] отмечается, что до настоящего времени "вопрос о дробовых шумах полупроводникового фотодиода нельзя считать простым". Более категоричен А. Рогальский, пришедший в обзорной монографии "Инфракрасные детекторы" [2] к выводу, что "общая теория шумов в полупроводниковых фотодиодах ... пока не создана".

Цель настоящей статьи — частичное восполнение этого пробела.

Известны по крайней мере три подхода к оценке фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых диодах.

Аналогия с собственными шумами вакуумной электронной лампы

С помощью обобщенной теоремы Бэрджесса о дисперсии [3—5], описывающей прохождение флук-

туирующего потока частиц через систему с независимо флуктуирующим коэффициентом пропускания, и соображения о неделимости электронов при разделении их потока спектральная плотность шумов анодного тока $S_{Ia}(\omega)$ в вакуумной многоэлектродной лампе на круговых частотах, меньших обратного времени пролета электронов от катода к аноду, представляется в виде

$$S_{Ia}(\omega) = S_{Ola}(\omega) + S_{Cla}(\omega) = \eta^2 S_{Ik}(\omega) + 2e \overline{I_k} (\eta - \eta^2), \quad (1)$$

где e — заряд электрона;

η — вероятность попадания электрона с катода на анод;

$S_{Ik}(\omega)$ — спектральная плотность шумов тока катода I_k .

Черта сверху означает усреднение во времени.

Первое слагаемое $S_{Ola}(\omega)$ представляет собой ослабленный шум первичного потока электронов с катода, а второе $S_{Cla}(\omega)$ — так называемые шумы токораспределения (или индуцированные первичным потоком собственные шумы электронной лампы), обусловленные случайным характером

деления потока электронов между анодом и экранной сеткой.

Приведенные соотношения полностью применимы и к полупроводниковым фотодиодам, если принять I_k/e за поток поглощенных фотонов, I_a — за фототок и η — за квантовую эффективность (коэффициент собирания) фотодиода.

Если первичный поток обладает дробовым шумом ($S_{I_k}(\omega) = 2e\bar{I}_k$), то

$$\begin{aligned} S_{I_a}(\omega) &= \eta^2 2e\bar{I}_k + 2e\bar{I}_k(\eta - \eta^2) = \\ &= 2e\bar{I}_k\eta = 2e\bar{I}_a \end{aligned} \quad (2)$$

анодный ток (или фототок) также сопровождается дробовым шумом.

Для расчета фотоиндуцированных шумов фотодиода при его длинноволновом облучении от абсолютно черного тела необходимо ввести в спектральную плотность ослабленного шума первичного потока $S_{I_k}(\omega)$ коэффициент вырождения фотонного газа k_{deg} , характерный для частиц, подчиняющихся статистике Бозе—Эйнштейна [1]. Его значение иллюстрируется соотношением

$$\overline{\Delta n^2} = \bar{n}(1 + \bar{n}) = \bar{n} k_{deg} = \bar{n} \frac{1}{1 - \exp(-hv/kT)},$$

где \bar{n} — средняя плотность;

$\overline{\Delta n^2}$ — дисперсия потока фотонов.

При $S_{I_k}(\omega) = k_{deg} 2e\bar{I}_k$ спектр выходного шума на низких частотах остается белым, но его амплитуда увеличивается

$$S_{I_a}(\omega) = 2e\bar{I}_a \{1 + (k_{deg} - 1)\eta\}. \quad (3)$$

В качестве границы между низко- и высокочастотными диапазонами спектра в настоящей статье подразумеваются круговые частоты, равные обратной величине постоянной времени затухания фототока. Очевидно, что эти частоты изменяются в зависимости от параметров структуры и условий облучения.

В эквивалентной шумовой схеме вакуумных ламп генератор шумов токораспределения, появившийся в результате теоретического рассмотрения, включается между анодом и экранной сеткой. При этом физические источники возникновения шумов токораспределения остаются нераскрытыми.

К сожалению, описанный выше обобщенный подход (или аналогия с вакуумной электронной лампой) не позволяет вычислить величину квантового выхода η и, главное, определить фотоиндуцированные и тепловые шумы полупроводниковых диодов на высоких частотах.

Аналогия с диффузией рождающихся частиц идеального газа

А. И. Рабинович рассчитал спектральную плотность шумов диффузионного потока частиц классического идеального газа, блуждание которых описывается уравнением Фоккера—Планка, к поглощающему эти частицы экрану с учетом флуктуаций в скорости генерации частиц [6]. Затем результаты расчета были распространены им на идеализированный полупроводниковый фотодиод, в котором отсутствуют объемная и поверхностная рекомбинации фотогенерированных в нейтральной области p - n -перехода носителей [7].

Как и следовало ожидать, на низких частотах, пока фототок слабо меняется с увеличением частоты, спектральная плотность фотоиндуцированных шумов определяется уравнением (3) при $\eta = 1$. Однако на высоких частотах, когда фототок практически пропадает и соотношения (1)—(3) уже неприменимы, спектральная плотность шумов по-прежнему соответствует дробовому шуму потока фотонов (т. е. определяется соотношением (2) также при $\eta = 1$ и снова не зависит от частоты).

При $k_{deg} \approx 1$ в соответствии с [7] спектр фотоиндуцированных шумов фотодиода без рекомбинационных потерь оказывается на всех частотах белым аналогично ранее рассчитанному А. Ван дер Зилом [8—10] тепловым шумам обратносмещенного p - n -перехода.

К сожалению, развитая А. И. Рабиновичем теория не позволила ему рассчитать фотоиндуцированные шумы реальных фотодиодов, объемной и поверхностной рекомбинацией в которых нельзя пренебречь, а также установить связь между флуктуациями генерации и диффузии и шумами токораспределения.

Аналогия с электрической линией с распределенными RC-параметрами

Дифференциальные уравнения, описывающие рекомбинацию и диффузию дырок в нейтральной n -области p ⁺- n -перехода, аналогичны (за исключением размерности) уравнениям, определяющим распределение переменных во времени напряжений и токов вдоль электрической линии с распределенными RC-параметрами (рис. 1) [10].

Собственные шумы такой линии обусловлены тепловыми шумами ее активных элементов: поперечной проводимости B и продольного сопротивления R . Напомним, что соотношение Найквиста для спектральной плотности напряжения тепловых шумов

$$\overline{e^2}_{noise} = 4kTR\Delta x$$

выведено при условии, что заряды электронов и дырок являются фиксированной величиной, а все

акты диффузионного рассеяния носителей тока происходят независимо друг от друга.

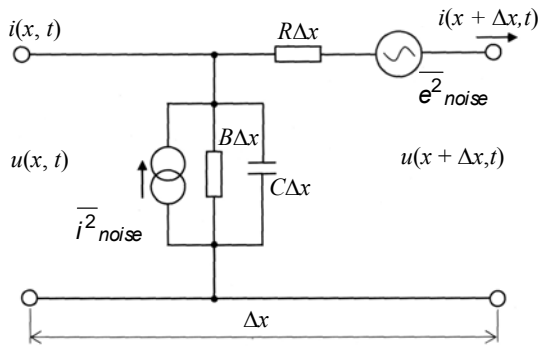


Рис. 1. Элемент электрической линии передачи с распределенными R- и C-параметрами

В p^+ - n -переходе эти шумовые источники соответствуют генераторам дробовых шумов, сопровождающих термодинамически равновесные локальные токи генерации—рекомбинации и диффузии неосновных носителей.

Используя указанную аналогию, тепловые шумы полупроводниковых диодов впервые рассчитал А. Ван дер Зил [8—10]. Новые физические результаты были получены им после распространения соотношений для термодинамически равновесных шумов генерации—рекомбинации и диффузии на стационарные условия, когда при подаче на p^+ - n -переход внешнего смещения концентрации неосновных носителей тока изменяются по отношению к равновесным.

Соотношения, полученные А. Ван дер Зилом и ставшие классическими, объясняют многие наблюдаемые особенности шумовых характеристик p - n -переходов и определяют фундаментальные пределы при минимизации собственных шумов в диодах.

Однако в его работах не определялись фотоиндуцированные шумы. Кроме того, ряд существенных особенностей тепловых шумов в p - n -переходах и сейчас требует дополнительного обсуждения. И прежде всего — каким образом частотно зависимый диффузионно-рекомбинационный перенос неосновных носителей тока в нейтральных областях p - n -переходов приводит к белому спектру шумов обратного тока насыщения, тем более что собственные тепловые шумы эквивалентной RC-линии на высоких частотах увеличиваются с частотой [10].

Вместе с тем подтверждается, что диффузионно-рекомбинационная модель p^+ - n -перехода без генерации и рекомбинации в слое объемного заряда и ее аналог в виде электрической линии с распределенными параметрами, использованный А. Ван дер Зилом, наиболее адекватно отображают физические

процессы в p^+ - n -переходе. Так, применив диффузионно-рекомбинационную модель, Л. Н. Неустроев и В. В. Осипов [11] показали, что спектральная плотность шумов обратносмещенного и облученного p - n -перехода с "длинной" p -областью (по отношению к низкочастотной диффузионной длине дырок) в частном случае экспоненциального уменьшения темпа фотогенерации с удалением от области объемного заряда и при $k_{deg} = 1$ соответствует дробовым шумам суммарного тока, протекающего через p - n -переход.

Необходимо также отметить, что в полупроводниковом диоде (в отличие от вакуумной лампы) преобразование потоков неосновных носителей через p - n -переход в ток внешней цепи происходит на протяженном участке нейтральной области (порядка диффузионной длины дырок) или по всей ее длине (если она меньше диффузионной длины). В этих случаях появляется принципиальная возможность направленно изменять условия формирования шумов, например, при зондовом облучении нейтральной области.

Далее приводятся основные результаты расчета координатных и частотных зависимостей фототока и принципиально неустранимых фотоиндуцированных шумов, возникающих при облучении электрически нейтральной n -области короткозамкнутого p^+ - n -перехода [12]. Предполагается, что генерацией и рекомбинацией носителей тока в области пространственного заряда можно пренебречь, а излучение локально поглощается в n -области вблизи плоскости, расположенной на произвольном расстоянии L от границы с пространственным зарядом (рис. 2). Расчет шумов проводился методом Ланжевена для предельных случаев "длинной" и "короткой" n -областей с использованием эквивалентной схемы p^+ - n -перехода в виде линии с распределенными RC-параметрами.

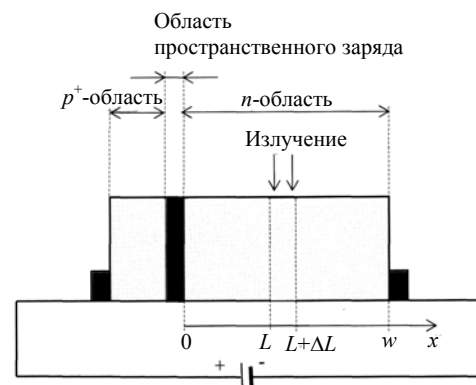


Рис. 2. Структура p^+ - n -перехода и способ его облучения

Очевидно, что с помощью линейной суперпозиции полученных решений может быть представ-

лен результат воздействия на диод произвольного распределения облученностей вдоль оси x .

Формирование фототока и фотоиндуцированных шумов при диффузионно-рекомбинационном переносе фотодырок, генерированных в n -области, осуществляется согласно различным алгоритмам.

На рис. 3 сплошной тонкой кривой показано стационарное распределение концентрации фотодырок $\Delta p_F(x)$ при облучении n -области "длинного" диода узкой полоской немодулированного излучения, расположенной на расстоянии от границы с пространственным зарядом в половину низкочастотной диффузионной длины. Пунктирная кривая показывает распределение фотодырок при однородном облучении всей n -области. В обоих случаях при короткозамкнутой внешней цепи на границе с объемным зарядом стационарные концентрации фотодырок равны нулю, а наклон кривых $\Delta p_F(x)$ определяется постоянным фототоком, который в электрически нейтральной n -области является диффузионным при $x = 0$

$$J_F = -eD_p \frac{d\Delta p_F(x)}{dx}. \quad (4)$$

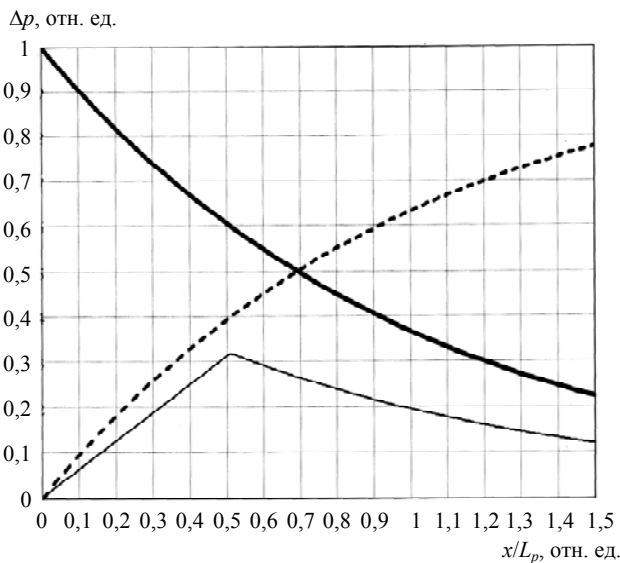


Рис. 3. Распределение стационарных концентраций дырок в n -области "длинного" p^+ - n -перехода:

— концентрации фотодырок $\Delta p_{F1}(x, L = L_p/2)$ и $\Delta p_{F2}(x, L = L_p/2)$ при локальном облучении в точке $L = L_p/2$ в единицах $g\tau_p\Delta L/L$; - - - — концентрация фотодырок $\Delta p_F(x)$ при однородном облучении в единицах $g\tau_p$ (она же — концентрация дырок при обратном токе насыщения j_s в единицах p_n); — — — — концентрация дырок $\Delta p_n(x)$ при прямом токе j_s через p^+ - n -переход в единицах p_n

Рекомбинация фотодырок приводит к потерям в фототоке (4), растущим как с удалением зонда от области пространственного заряда, так и с повышением частоты модуляции. В результате для

"длинного" диода зависимость абсолютной величины фототока от координаты полоски излучения представляет собой известный экспоненциальный спад

$$|J_F| = eg\Delta L \exp\left[-\frac{a(\omega)L}{L_p}\right], \quad (5)$$

где g — темп фотогенерации;

L_p — низкочастотная диффузионная длина дырок, а коэффициент $a(\omega)$ определяется уравнением

$$a(\omega) = \sqrt{\frac{1 + \omega^2\tau_p^2}{2}} + \frac{1}{2};$$

τ_p — низкочастотное время жизни дырок в n -области.

Расчет спектров фотоиндуцированных шумов p^+ - n -перехода проводится при немодулированном излучении. Очевидно, что координатные и частотные зависимости амплитуды ослабленных шумов излучения аналогичны уравнению (5), при этом спектральная плотность ослабленной мощности шумов излучения выражается соотношением

$$S_{OF}(\omega) = 2e^2g\Delta Lk_{deg} \exp\left[-\frac{2a(\omega)L}{L_p}\right]. \quad (6)$$

Здесь та же экспонента, что и в (5), но в квадрате.

Однако фотоиндуцированные шумы p - n -перехода, определяемые постоянной составляющей облученности, включают также переданные во внешнюю цепь шумы рекомбинации и шумы диффузии фотодырок, формирующих в n -области стационарные профили распределения $\Delta p_F(x)$, представленные, например, на рис. 3.

Спектральная плотность флуктуаций локального темпа рекомбинации фотодырок пропорциональна их концентрации, определяется известным соотношением для дробового шума локального рекомбинационного тока

$$S_J(\omega) = 2e^2 \frac{\Delta p_F(x)}{\tau_p} \Delta x$$

и передается во внешнюю цепь так же, как и шумы излучения.

Спектральная плотность диффузионных флуктуаций концентрации фотодырок также оказывается пропорциональной их локальной концентрации [10]

$$S_{\Delta p}(\omega) = 4 \frac{\Delta p_F(x)}{D_p} \Delta x.$$

Однако если шумы генерации и рекомбинации $S_J(\omega)$ трансформируются в шумы внешней коротко-

замкнутой цепи диода с коэффициентом $\exp(-2ax/L_p)$ (как и фотонный шум при локальном облучении в точке x), то при пересчете в шумы внешней цепи флуктуаций концентрации $S_{\Delta p}(\omega)$ добавляется еще множитель $|eD_p/\dot{L}_p|^2 = e^2 D_p^2 (2a^2 - 1)/L_p^2 = e^2 D_p (2a^2 - 1)/\tau_p$. На низких частотах ($\omega\tau_p \ll 1$) этот множитель составляет $e^2 D_p/\tau_p$, а при $\omega \gg 1/\tau_p$, когда $a \approx \sqrt{\omega\tau_p/2} \gg 1$, он равен $e^2 D_p \omega$ и растет с частотой.

С учетом двух последних соотношений диффузионные флуктуации локальной концентрации неосновных носителей в "длинном" диоде оказываются эквивалентными дробовым шумам локальных потоков их генерации и рекомбинации, каждый из которых составляет $\frac{P_n + \Delta p(x)}{|\dot{\tau}_p|} \Delta x$.

В отличие от флуктуаций, возникающих при диффузии основных носителей тока и релаксирующих за время диэлектрической (максвелловской) релаксации, при диффузионных флуктуациях концентрации неосновных носителей за максвелловское время релаксации происходит только нейтрализация их заряда основными носителями. Релаксация же самих локальных флуктуаций концентрации неосновных носителей, которая и обуславливает появление шумов диффузии во внешней цепи диода, осуществляется за счет изменения темпов рекомбинации и тепловой генерации неосновных носителей. С уменьшением эффективного времени жизни неосновных носителей тока локальные диффузионные токи релаксации растут. При этом на круговых частотах, больших обратного времени жизни неосновных носителей тока, вклад шумов диффузии становится преобладающим.

Вычисленная спектральная плотность фотоиндуцированных шумов "длинного" p^+ - n -перехода при его локальном облучении выражается довольно простым соотношением

$$S_F(\omega) = S_{OF}(\omega) + S_{CF}(\omega) = 2eJ_F \{ 1 + (k_{deg} - 1) \times \exp\left[-\frac{2a(\omega) - 1}{L_p} L\right] \}.$$

Выясняется, что распределение вдоль n -области стационарных концентраций фотодырок и соответствующих генераторов собственных рекомбинационных и диффузионных фотошумов, изменяясь в зависимости от условий возбуждения, обеспечивает (в том числе при наличии объемной

рекомбинации и при любых значениях коэффициента вырождения излучения) формирование на низких частотах белого шума, по амплитуде соответствующего соотношениям (1) или (3) при ожидаемом для "длинного" диода низкочастотном квантовом выходе

$$\eta = \exp(-L/L_p).$$

Таким образом, физическими источниками казалось бы абстрактных шумов токораспределения в полупроводниковых p^+ - n -переходах являются локальные флуктуации объемной рекомбинации и диффузии фотодырок, образующих в электрически нейтральной n -области стационарные профили распределения.

Попытаемся выяснить и механизм формирования белых шумов в p^+ - n -переходах.

Использованный метод Ланжевена (в отличие от обобщенного подхода) позволил определить шумы токораспределения и спектральную плотность выходных шумов диода не только на низких, но и на высоких частотах.

Из уравнения (6) следует, что на высоких частотах некогерентное собирание шумов из n -области происходит с эффективной длины $L_p/2a(\omega)$, уменьшающейся с частотой. Но с приближением к области пространственного заряда координатные зависимости стационарной концентрации фотодырок линеаризуются, причем их наклон обусловлен постоянной составляющей фототока (см. рис. 3). Использование соотношения (4) при $a(\omega) \gg 1$ приводит к выражению

$$S_{CF}(\omega) = \int_0^\infty 4 \frac{\Delta p_F(x)}{D_p} \cdot \frac{e^2 D_p^2}{L_p^2} \cdot 2a^2(\omega) \times \exp\left[-\frac{2a(\omega)x}{L_p}\right] dx = 2eJ_F,$$

где J_F — постоянная составляющая фототока.

Таким образом оказывается, что белые спектры высокочастотных фотоиндуцированных шумов в "длинном" p^+ - n -переходе формируются при линейном возрастании концентрации фотодырок от области пространственного заряда вглубь n -области ($\Delta p_F(x) \sim x$) и обусловлены взаимной компенсацией частотных зависимостей шумовых токов диффузии (частотная зависимость $\sim a^2(\omega)$) и эффективной длины собирания шумов из n -области (частотная зависимость $\sim \frac{L_p}{2a(\omega)}$).

При коэффициенте вырождения излучения, равном единице, спектральные плотности фотоиндуцированных шумов на обоих плато остаются

одинаковыми и при наличии объемной рекомбинации.

Однако, если фотоиндуцированные шумы на низких частотах близки к преобразованным p^+ - n -переходом шумам излучения, то на высоких частотах шумы, хотя по-прежнему и соответствуют дробовым шумам постоянной составляющей фототока, формируются в самом p^+ - n -переходе после поглощения излучения.

Изменение механизма формирования шумов на высоких частотах является, вероятно, общей особенностью, присущей не только полупроводниковым p - n -переходам, но и другим преобразователям информации с собственными инерционностью и шумами.

Выявленный физический механизм формирования белых шумов определяет и тепловые шумы "длинных" диодов. Коэффициент вырождения при тепловой генерации согласно А. Ван дер Зилу равен единице, а распределение дырок при обратном смещении p^+ - n -перехода идентично распределению фотодырок при равномерной фотогенерации (та же пунктирная кривая на рис. 3, но в другом масштабе).

Однако в p^+ - n -переходах, смещенных в прямом направлении (когда концентрация неравновесных дырок при стремлении x к нулю приближается к некоторому ненулевому значению, например, сплошная жирная кривая на рис. 3), тепловые шумы на высоких частотах увеличиваются с частотой аналогично собственным шумам линии с распределенными RC -параметрами.

Выяснилось также, что белый спектр тепловых шумов при обратном смещении p^+ - n -перехода и два плато фотоиндуцированных шумов (при коэффициенте вырождения излучения, большем единицы) сохраняются при:

произвольном соотношении между длиной n -области и диффузионной длиной дырок L_p в ней (при значительном уменьшении инерционности фототока в "коротких" диодах);

наличии поверхностной рекомбинации — если захват и освобождение дырок с поверхностных уровней в "коротком" p^+ - n -переходе являются случайными пуассоновскими процессами.

По-видимому ситуация не изменится и при наличии n - n^+ -контакта к "короткой" n -области, если дырочный ток через контакт сопровождается дробовым шумом.

Ниже приведены спектральные плотности, соответственно, фотоиндуцированного шума на низкочастотном плато (для расчета шумов на высокочастотном плато коэффициент вырождения надо приравнять единице) и теплового шума при обратном смещении в "коротком" p^+ - n -переходе:

$$S_F(\omega) = 2e^2 g \Delta L k_{deg} \{1 - (2 - 1/k_{deg}) \times [L(2w - L)/2L_p^2 + L_s/D_p]\};$$

$$S_m(\omega) = 2e^2 p_n (w/\tau_p + s).$$

Заключение

Установлены физические источники шумов токораспределения в полупроводниковых p^+ - n -переходах. Ими являются локальные флуктуации темпов генерации—рекомбинации и диффузии дырок, образующих в электрически нейтральной n -области стационарные профили распределения.

Установлен физический механизм формирования высокочастотных тепловых и фотоиндуцированных шумов, соответствующих дробовым шумам темнового тока и постоянной составляющей фототока. Белые спектры высокочастотных шумов в p^+ - n -переходе формируются при линейном возрастании концентрации дырок от области пространственного заряда в глубь n -области и обусловлены взаимной компенсацией частотных зависимостей локальных шумовых токов диффузии и эффективной длины собирания шумов в n -области.

С учетом объемной и поверхностной рекомбинаций фотоносителей, генерированных излучением в электрически нейтральной n -области, рассчитаны координатные и частотные зависимости принципиально неустранимых фотоиндуцированных шумов в полупроводниковых p^+ - n -переходах.

И в "длинных", и в "коротких" обратносмещенных и облученных p^+ - n -переходах на низких частотах шумы тепловой- и фотогенерации неосновных носителей тока, ослабленные из-за объемной и поверхностной рекомбинаций, складываются с возникающими в p^+ - n -переходе шумами токораспределения. Это приводит к появлению во внешней цепи p^+ - n -перехода дробовых шумов темнового тока и (при равном коэффициенте вырождения излучения k_{deg}) постоянной составляющей фототока. На высоких частотах спектральная плотность шумов во внешней цепи обратносмещенных и облученных p^+ - n -переходов остается такой же, как и в низкочастотном диапазоне, хотя шумы здесь создаются только диффузионной составляющей шумов токораспределения.

Если же коэффициент вырождения излучения превышает единицу, то спектральная плотность низкочастотного фотоиндуцированного шума возрастает в k_{deg} раз, однако высокочастотные шумы при этом не меняются.

Изменение механизма формирования шумов при переходе на высокие частоты, по-видимому, является общей особенностью, присущей не только полупроводниковым p - n -переходам, но и дру-

гим преобразователям информации с собственными инерционностью и шумами.

Понимание природы источников и механизма формирования собственных шумов представляется необходимым для физического проектирования малозумящих полупроводниковых структур, в том числе многослойных. И тем более удивительно, что в течение полувека после публикаций А. Ван дер Зила, несмотря на неизменно растущий интерес к электронным и оптико-электронным компонентам с предельно малыми шумами, физические источники шумов токораспределения и механизм формирования белых шумов в полупроводниковых p - n -переходах оставались нерасшифрованными.

Автор признателен Генеральному директору ГНЦ РФ ФГУП «НПО "Орион"» профессору А. М. Филачеву за предоставленные возможности для исследовательской работы и профессору М. А. Трищенко за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Курбатов Л. Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. — М.: Изд-во МФТИ, 1999. С. 147.
2. Рогальский А. Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003. С. 202.
3. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. — М.: Мир, 1979.
4. Лукьянчикова Н. Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. — М.: Радио и связь, 1990.
5. Spescha G., Strutt M.J. O.// Sci Electrica, 1959. V. 4. P. 121.
6. Рабинович А. И.// ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 239.
7. Рабинович А. И.// Физика и техника полупроводников. 1969. № 3. С. 424.
8. Van der Ziel A.// Proc IRE. 1955. V. 43. P. 1639.
9. Van der Ziel A.// Ibid. 1957. V. 45. P. 1011.
10. Ван дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. — М.: ИИЛ, 1961.
11. Неустроев Л. Н., Осипов В. В.// Физика и техника полупроводников. 1981. Т. 15. С. 2186.
12. Таубкин И. И.// Успехи физических наук (2006). В печати.

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2006 г.

About photoinduced and thermal noises in the semiconductor diodes

I. I. Taubkin

"Orion" Research-and-Production Association, Moscow, Russia

Brief review of the literature devoted to the theory of thermal and photoinduced noises in the semiconductor diodes is presented. Coordinate and frequency dependencies of photoinduced currents and noises of a p^+ - n -junction were calculated taking into account the volume and surface recombination of the holes which were generated under local irradiation of the n -region. It is established, that noises in p^+ - n -junctions caused by the current distribution arise because of the fluctuations of the local hole recombination and diffusion rates in the n -region. Physical mechanism is opened of the forming of high-frequency thermal and photoinduced shot noises in the p - n -junctions.

УДК 621.382

Разработка алгоритмов моделирования процесса формирования P^{++} -, P -, P^+ -слоев двухпролетных лавинно-пролетных диодов со ступенчатым профилем легирования

А. Г. Шауцуков

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик, Россия

Г. Д. Кузнецов

Московский государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия

На основе метода имплантации через пленки и метода многократного ионного легирования разработаны алгоритмы моделирования процесса формирования P^{++} -приконтакт-