

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Фотоиндуцированные и тепловые шумы в полупроводниковых $p-n$ переходах

И.И. Таубкин

Приведен краткий обзор литературы, посвященной теории фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых $p-n$ переходах. Рассчитаны координатные и частотные зависимости фотоиндуцированных шумов в p^+-n переходе при локальном облучении его n -области. В отличие от вакуумных электронных ламп, в которых физические источники шумов токораспределения не раскрыты, в p^+-n переходах шумы токораспределения вызываются флуктуациями локальных темпов рекомбинации и диффузии дырок в n -области. Белые спектры тепловых и фотоиндуцированных шумов на высоких частотах возникают при линейном возрастании концентрации дырок в направлении от области пространственного заряда и обусловлены взаимной компенсацией частотных зависимостей диффузионных шумовых токов и эффективной длины собирания шумов из n -области.

PACS numbers: 72.70.+m, 85.30.-z, 85.60.Dw

Содержание

1. Введение (1321).
 2. Обзор литературы (1321).
 - 2.1. Аналогия с собственными шумами вакуумной электронной лампы.
 - 2.2. Аналогия с диффузией рождающихся частиц идеального газа.
 - 2.3. Аналогия с электрической линией с распределенными RC -параметрами.
 3. Постановка задачи (1325).
 4. Электрическая линия с распределенными RC -параметрами (1326).
 5. "Длинный" p^+-n переход (1329).
 - 5.1. Фотоиндуцированные шумы "длинного" p^+-n перехода.
 - 5.2. Тепловые шумы "длинного" p^+-n перехода.
 6. "Короткий" p^+-n переход (1335).
 7. Заключение (1338).
- Список литературы (1339).

1. Введение

Собственные шумы электронной и оптико-электронной аппаратуры ограничивают ее предельную точность при измерениях и предельную чувствительность при обнаружении слабых сигналов. При этом собственные шумы входящих в ее состав компонентов (например, полупроводниковых диодов, транзисторов или фотоприемников) содержат информацию не только о возникающих в этих компонентах случайных возмущениях, но и о механизме

их релаксации, т.е. обо всех протекающих здесь электрофизических процессах, причем при минимальном отклонении их от термодинамически равновесных или стационарных условий. Указанными обстоятельствами и объясняется необходимость выяснения механизмов формирования шумов и расчета шумовых характеристик компонентов электронной и оптико-электронной аппаратуры.

Исследования шумов в полупроводниковых диодах и фотодиодах ведутся уже более 50 лет. Однако в недавно изданном учебнике Л.Н. Курбатова *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".

Целью настоящей статьи и является заполнение, хотя бы частичное, этого пробела.

2. Обзор литературы

Продемонстрированы различные подходы к оценке фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых диодах.

2.1. Аналогия с собственными шумами вакуумной электронной лампы

Проблема фотоиндуцированных шумов относится к известному в статистической физике кругу задач, рассматривающих прохождение флуктуирующего потока частиц через систему с независимо флуктуирующим коэффициентом передачи. Типичным примером такой системы является многоэлектродная вакуумная лампа с

И.И. Таубкин. Государственный научный центр Российской Федерации ФГУП «НПО "Орион"», 111538 Москва, ул. Косинская 9, Российская Федерация
Тел. (495) 374-94-00. Факс (495) 368-80-80, (495) 373-68-62
E-mail: root@orion.extech.ru

Статья поступила 2 июня 2006 г.

катодом, анодом и экранной сеткой, отбирающей часть эмитируемого катодом потока электронов. Для таких потоков справедлива теорема Берджеса о дисперсии [3–5], выражаемая соотношением

$$\overline{\Delta m^2} = (\overline{X_i})^2 \overline{\Delta n^2} + \bar{n} \overline{\Delta X_i^2}, \quad (1)$$

где n — флуктуирующее число частиц, переносимых за единицу времени первичным потоком (например током катода в вакуумной лампе), m — число частиц за это же время в выходном потоке (например в ослабленном потоке электронов к аноду). Появление входной i -й частицы приводит к изменению числа частиц в ослабленном потоке на величину $X_i < 1$, где различные значения X_i статистически независимы. Тогда

$$m = \sum_{i=1}^n X_i \quad \text{и} \quad \bar{m} = \bar{n} \overline{X_i}.$$

Чертой сверху, как обычно, отмечены средние значения; так, например, $\overline{\Delta m^2}$ — средний квадрат отклонения числа частиц в выходном потоке.

С помощью теоремы Берджеса и соображения о неделимости электронов при разделении их потока удается вычислить так называемые шумы токораспределения, возникающие в электронной лампе вследствие случайного характера ослабления первичного тока катода. Положим $X_i = 1$, если электрон попадает на анод, и $X_i = 0$, если не попадает. Обозначив вероятность того, что электрон попадает на анод через $\eta = \overline{X_i} = \overline{X_i^2}$ (X_i^2 , как и X_i , равен или 1, или 0), получим

$$\bar{m} = \bar{n}\eta \quad \text{и} \quad \overline{\Delta X_i^2} = \overline{(X_i - \overline{X_i})^2} = \overline{X_i^2} - (\overline{X_i})^2 = \eta - \eta^2.$$

При этом уравнение (1) переходит в

$$\overline{\Delta m^2} = \eta^2 \overline{\Delta n^2} + \bar{n}(\eta - \eta^2). \quad (2)$$

Из соотношения (2) определяются спектральные плотности шумовых токов на круговых частотах, меньших обратного времени корреляции между первичным и выходным потоками частиц (или обратного времени пролета электронов от катода к аноду). Так, спектральная плотность шумов анодного тока $S_{I_a}(\omega)$ составляет [3, 4]

$$S_{I_a}(\omega) = S_{w, I_a}(\omega) + S_{s, I_a}(\omega) = \eta^2 S_{I_c}(\omega) + 2e\bar{I}_c(\eta - \eta^2), \quad (3)$$

где e — заряд электрона, $\bar{I}_a = e\bar{m}$ — ток анода, $\bar{I}_c = e\bar{n}$ — ток катода, $S_{I_c}(\omega)$ — спектральная плотность шумового тока катода. Первое слагаемое в уравнении (3) $S_{w, I_a}(\omega)$ представляет собой вклад флуктуаций первичного тока I_c в спектральную плотность шумов анодного тока (или ослабленный шум первичного тока), а второе $S_{s, I_a}(\omega)$ — шумы токораспределения (или индуцированные первичным током собственные шумы электронной лампы).

В частности, если первичный ток катода обладает дробовым шумом ($S_{I_c}(\omega) = 2e\bar{I}_c$), то

$$S_{I_a}(\omega) = \eta^2 2e\bar{I}_c + 2e\bar{I}_c(\eta - \eta^2) = 2e\bar{I}_c\eta = 2e\bar{I}_a, \quad (4)$$

и анодный ток также содержит дробовой шум: пуассоновское распределение случайного потока неделимых частиц сохраняется после прохождения этого потока

через систему с независимо флуктуирующим пропусканием.

Приведенные обобщенные соотношения полностью применимы и к полупроводниковым фотодиодам, если отсутствуют любые RC-ограничения их частотных характеристик (это предположение распространяется и на все последующие подходы). В случае фотодиода n представляет собой поток падающих на фоточувствительную площадку фотонов, η — квантовую эффективность (коэффициент собирания) фотодиода, I_a — фототок во внешней цепи, $(1/e^2)S_{I_c}(\omega)$ и $S_{I_a}(\omega)$ — спектральные плотности шумов фотонного потока и фототока соответственно.

При расчете фотоиндуцированных шумов фотодиода, например, при его облучении от абсолютно черного тела, необходимо учитывать коэффициент вырождения фотонного газа k_d , характерный для частиц, подчиняющихся статистике Бозе – Эйнштейна [1]:

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

где \bar{n} — средняя плотность потока фотонов с энергией hv .

При $hv \gg kT$ $k_d = 1$ и $\overline{\Delta n^2}$ принимает вид, присущий классической статистике Пуассона: среднеквадратичное отклонение от среднего значения равно квадратному корню из среднего значения. Неравенство $hv \gg kT$ справедливо для коротковолновой области и вблизи максимума кривой излучения Планка. В длинноволновом диапазоне кривой Планка происходит группировка фотонов в излучении абсолютно черного тела и k_d увеличивается. В этом случае спектральная плотность шумов излучения $S_{I_c}(\omega)$ в уравнении (3) возрастает в k_d раз, а спектр выходного шума на низких частотах приобретает вид

$$S_{I_a}(\omega) = 2e\bar{I}_a[1 + (k_d - 1)\eta]. \quad (5)$$

Исходя из описанного выше теоретического рассмотрения в эквивалентной шумовой схеме вакуумных ламп генератор шумов токораспределения включается между анодом и экранной сеткой; при этом физические источники возникновения шумов токораспределения остаются нераскрытыми.

К сожалению, обобщенный подход (или аналогия с вакуумной электронной лампой) не позволяет вычислить значение η , а главное — определить фотоиндуцированные и тепловые шумы полупроводниковых диодов на высоких круговых частотах, больших обратного времени пролета фотонносителей.

2.2. Аналогия с диффузией

рождающихся частиц идеального газа

А.И. Рабинович [6] рассчитал спектр диффузионного потока частиц классического идеального газа, блуждание которых описывается уравнением Фоккера – Планка, к поглощающему эти частицы экрану с учетом флуктуаций в скорости генерации частиц. Результаты расчета были затем распространены им на идеализированный полупроводниковый фотодиод, в котором отсутствуют объемная и поверхностная рекомбинация фотогенерированных в нейтральной области p–n перехода носителей [7]. Было показано, что учет флуктуаций только в скорости генерации носителей тока и скорости их диффузионного переноса к области пространственного заряда приводит к тому, что на круговых частотах, при которых

фототок слабо уменьшается с увеличением частоты модуляции излучения, выражение для спектральной плотности фотоиндуцированных шумов совпадает с уравнениями (3) и (5) при $\eta = 1$. Однако на более высоких частотах, когда фототок практически пропадает и соотношения (3)–(5) уже неприменимы, спектральная плотность шумов определяется соотношением, аналогичным (4), также при $\eta = 1$ и снова не зависит от частоты. Наличие двух плато в частотной зависимости фотоиндуцированных шумов фотодиода, облученного немодулированным потоком излучения с $k_d > 1$, А.И. Рабинович и М.А. Трищенко предложили использовать для оценки инерционности полупроводниковых фотодиодов [8].

При $k_d \approx 1$ в соответствии с [7] спектр фотоиндуцированных шумов фотодиода без рекомбинационных потерь на низких и высоких частотах оказывается белым (аналогично ранее рассчитанным в [9–11] тепловым шумам обратносмещенного $p-n$ перехода), что соответствовало опубликованным к тому времени экспериментальным данным [5, 12].

В качестве границы между низкочастотным и высокочастотным диапазонами спектра в настоящей статье всегда подразумевается круговая частота, равная обратной величине постоянной затухания фототока (или темнового тока) и зависящая от параметров структуры и условий облучения.

Развитая А.И. Рабиновичем теория (использующая аналогию с диффузией рождающихся частиц идеального газа и предсказавшая наличие двух плато в частотной характеристике фотоиндуцированных шумов идеализированного $p-n$ перехода при $k_d > 1$), к сожалению, не позволила ему рассчитать фотоиндуцированные шумы реальных фотодиодов, объемной и поверхностной рекомбинацией в которых нельзя пренебречь.

Оставалось невыясненным также:

— является ли отсутствие объемной и поверхностной рекомбинации фотоносителей обязательным условием для формирования белого спектра фотоиндуцированных шумов на высоких частотах;

— как соотносятся флуктуации генерации и диффузии носителей тока в полупроводниковом диоде с шумами токораспределения.

2.3. Аналогия с электрической линией с распределенными RC -параметрами

Собственные тепловые шумы полупроводниковых диодов впервые были рассчитаны А. Ван дер Зилом [9–11] на основе диффузионно-рекомбинационной модели, незадолго до этого предложенной В. Шокли [13] для объяснения вольт-амперных характеристик $p-n$ переходов.

Модель Шокли, учитывающая диффузию неосновных носителей тока в нейтральных p - и n -областях $p-n$ перехода (сопровождаяемую линейной рекомбинацией неосновных носителей при прямых токах через $p-n$ переход или обусловленную их тепловой генерацией при обратных токах), имеет универсальный характер. Она справедлива для любых полупроводников и определяет как минимально достижимый уровень обратных токов в "тонких" $p-n$ переходах, в которых толщина области пространственного заряда меньше диффузионной длины носителей тока, так и максимальные токи надбарьерной инжекции в транзисторных структурах или в полупроводниковых излучателях.

Для расчета шумов в [9–11] использовано уравнение Ланжевена [3, 4, 11], составленное путем добавления случайных возмущающих факторов, представляющих флуктуации, к линейаризованному при малых отклонениях от стационарного состояния дифференциальному уравнению, описывающему диффузионно-рекомбинационную модель $p-n$ перехода. Достоинства такого подхода — это наглядность, возможность использования математического аппарата, разработанного для анализа релаксации $p-n$ перехода после динамических воздействий, а также пригодность для любого частотного диапазона. Кроме того, к уравнению Ланжевена применим метод Фурье, позволяющий определить спектральную плотность реакции $p-n$ перехода на случайные возмущения.

Для упрощения математических расчетов при анализе диффузионно-рекомбинационного механизма релаксации шумовых возмущений Ван дер Зил использовал в качестве его эквивалентной схемы линию передачи электрических сигналов с распределенными RC -параметрами. Как отмечает и сам Ван дер Зил [11], эквивалентная RC -схема с распределенными параметрами уже применялась для анализа $p-n$ переходов другими авторами (Р.Л. Петриц, Д.О. Норт).

Собственный шум эквивалентной линии с распределенными параметрами вызывается тепловыми шумами ее активных элементов. В $p-n$ переходе аналогичными источниками являются генераторы шумов локальных термодинамически равновесных токов генерации и рекомбинации неосновных носителей, а также локальные флуктуации их термодинамически равновесных диффузионных потоков в нейтральных областях $p-n$ перехода. Выдающейся заслугой Ван дер Зила, обеспечившей получение новых физических результатов, явилось распространение соотношений для шумов генерации–рекомбинации и диффузии на стационарные условия, когда при подаче на $p-n$ переход внешнего напряжения концентрации неосновных носителей тока изменяются по отношению к термодинамически равновесным.

Известно, что сами по себе акты генерации, рекомбинации и диффузионного рассеяния электронно-дырочных пар не вызывают изменения заряда полупроводниковых областей и не приводят к возникновению тока во внешней цепи $p-n$ перехода. Однако возмущения в распределении неосновных носителей, обусловленные случайным характером их генерации, рекомбинации и диффузии, распространяясь в диффузионно-рекомбинационном потоке неосновных носителей, достигают области пространственного заряда. Последующий пролет носителей тока через область пространственного заряда и приводит к возникновению импульсов тока во внешней цепи диода, хотя и обуславливает расширение этих импульсов на время пролета носителей. Однако если ограничить рассмотрение шумов круговыми частотами, меньшими обратного времени пролета носителей через область пространственного заряда, то расширением импульсов можно пренебречь.

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

Однако работы Ван дер Зила [9–11] подверглись резкой критике, вплоть до того, что содержащиеся в

них "правильные результаты" были объявлены "полученными случайно" (см., например, [14]). Поводом для критики в основном послужило то обстоятельство, что флуктуации в диффузионно-рекомбинационных потоках, приводящие к появлению шумового тока во внешней цепи $p-n$ перехода, представлены Ван дер Зилом в виде шумов двух независимых токов, пересекающих область пространственного заряда. Один из них представляет собой алгебраическую сумму внешнего тока и тока насыщения, однако текущего через диод в прямом направлении, а второй — это обратный ток насыщения $p-n$ перехода. Согласно же существующим представлениям [13, 15] через область пространственного заряда протекают два почти равных встречных диффузионных потока электронов и два аналогичных потока дырок, обеспечивающих термодинамическое равновесие между концентрациями электронов и дырок в нейтральных p - и n -областях на их границах с областью пространственного заряда и на несколько порядков величины превышающих (по крайней мере при небольших прямых и обратных смещениях) ток во внешней цепи диода. Оставалось неясным, почему сравнительно малые диффузионно-рекомбинационные токи создают шумы во внешней цепи, а большие диффузионные токи, протекающие через ту же область пространственного заряда и также обладающие дробовым шумом, нет.

Только в 1974 г. М. Букингем и Е. Фолкнер [16], а затем Ф. Робинсон [17] показали, что при диффузионно-рекомбинационном переносе неосновных носителей в нейтральных областях, создающем "узкое" место для сквозных потоков дырок и электронов, флуктуации диффузионных потоков через область пространственного заряда приводят к накоплению электрических зарядов на ее границах и к изменению падения напряжения на этой области (обычно меньшему величины kT/e). Это изменение в свою очередь модулирует диффузионные потоки дырок и электронов из p - и n -областей соответственно таким образом, что исходные флуктуации компенсируются. На эквивалентной шумовой схеме $p-n$ перехода компенсация флуктуаций диффузионных потоков отображается в виде диффузионных проводимостей для электронов и дырок (на рис. 1 для p^+-n перехода, в котором электронной составляющей токов и шумов можно пренебречь, показана только диффузионная проводимость для дырок G_{dif}). Диффузионная проводимость шунтирует флуктуации диффузионных токов от последовательно соединенных короткозамкнутой внешней цепи и диффузионно-рекомбинационной проводимости G_{dr} n -области (отношение G_{dif}/G_{dr} на низких частотах примерно равно отношению диффузионной длины дырок к их средней длине свободного пробега, что и составляет несколько порядков).

Падения напряжений на диффузионных проводимостях при протекании через $p-n$ переход внешних токов малы и могут не учитываться в модели Шокли для расчета вольт-амперных характеристик (что соответствует приближению о постоянстве квазиуровней Ферми для электронов и дырок в области пространственного заряда).

Только после введения в эквивалентную шумовую схему диода диффузионной проводимости G_{dif} , шунтирующей область пространственного заряда p^+-n перехода, обе релаксационные цепи, возвращающие распре-

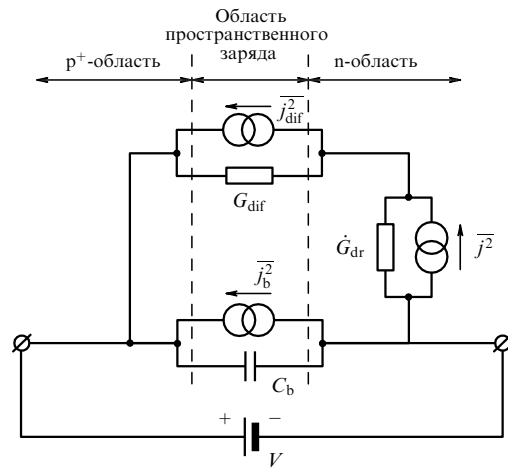


Рис. 1. Эквивалентная шумовая схема p^+-n перехода, в котором пренебрегается электронными составляющими токов и шумов.

деление дырок к стационарному состоянию (для диффузионно-рекомбинационных возмущений в нейтральной n -области — через G_{dif} и короткозамкнутую внешнюю цепь, а для диффузионных возмущений в области пространственного заряда — через ту же G_{dif} в обход внешней цепи) оказались замкнутыми, а физически обоснованная шумовая модель p^+-n перехода — завершенной. При этом выяснилось, что влиянием шумов диффузионных потоков электронов и дырок через область пространственного заряда при расчете шумовых токов во внешней короткозамкнутой цепи p^+-n перехода до очень высоких частот можно пренебречь.

Также фактически были сняты аргументы против использования эквивалентной схемы диффузионно-рекомбинационного механизма релаксации возмущений в нейтральных областях $p-n$ перехода, вероятно, в наиболее наглядном виде линии передачи с распределенными R - и C -параметрами.

Таким образом, при расчете шумов в короткозамкнутой внешней цепи p^+-n перехода без генерации и рекомбинации в области пространственного заряда диффузионная проводимость G_{dif} должна быть замкнута, а шумы диффузионных токов j_{dif}^2 (так же, как и барьерная емкость p^+-n перехода C_b и генератор шумов j_b^2 , возникающих при генерации или рекомбинации носителей тока в области пространственного заряда), изображенные на рис. 1, могут не рассматриваться. Однако все они приведены на рис. 1 для правильного представления о связях элементов в полной эквивалентной шумовой схеме p^+-n перехода и о сделанных приближениях.

Все же ряд существенных особенностей тепловых шумов в $p-n$ переходах требует дополнительного обсуждения, в том числе:

— каким образом зависящий от частоты 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 передачи на высоких частотах увеличиваются с частотой [11];

— почему оказываются одинаковыми относительные вклады в дробовые шумы локальных токов, генериро-

ванных или рекомбинирующих в p-n переходе на разных расстояниях от области пространственного заряда;

— как из аналогии с RC-линией возникают отсутствующие в ней токи насыщения p-n переходов.

Вместе с тем становится очевидным, что диффузионно-рекомбинационная модель, предложенная Шокли, и ее аналог в виде линии с распределенными параметрами, использованный Ван дер Зилом, наиболее адекватно отображают физические процессы в p-n переходе без генерации и рекомбинации носителей тока в области пространственного заряда и, таким образом, предпочтительнее при расчете фотоиндуцированных шумов p-n переходов.

Так, применив диффузионно-рекомбинационную модель p-n перехода, Л.Н. Неустроев и В.В. Осипов [18] рассчитали спектральную плотность шумов обратно смещенного и облученного диода, когда и темновой ток, и фототок собираются только из "длинной" p-области (по сравнению с диффузионной длиной электронов в ней), причем $k_d = 1$, а темп фотогенерации экспоненциально уменьшается с удалением от объемного заряда.

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

В связи с изложенным далее будет детально рассмотрена шумовая модель p-n перехода без генерации и рекомбинации в области пространственного заряда и с помощью RC-аналога с распределенными параметрами рассчитаны и проанализированы не только фотоиндуцированные, но и тепловые шумы такого p-n перехода. Сравнительный анализ фотоиндуцированных, в том числе при локальной засветке, и тепловых шумов позволил ответить на перечисленные вопросы, а также получить дополнительную информацию о шумах, обусловленных диффузионно-рекомбинационным переносом неосновных носителей тока в нейтральных областях p-n перехода¹.

3. Постановка задачи

Вслед за Ван дер Зилом [11] рассмотрим плоский p-n переход (рис. 2). Для удобства будем считать площадь p-n перехода единичной. Направим ось x перпендику-

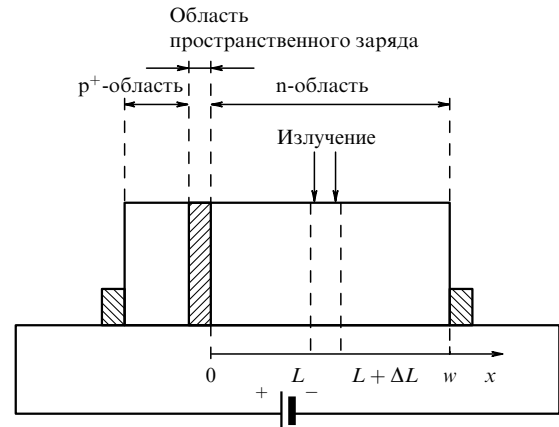


Рис. 2. Структура p-n перехода и способ его облучения.

лярно плоскости p-n перехода в сторону n-области, и примем за начало отсчета x границу между нейтральной n-областью и областью пространственного заряда.

Пренебрежем генерацией и рекомбинацией носителей тока в области пространственного заряда, поверхностными утечками и генерационно-рекомбинационными процессами на боковых гранях кристалла, перпендикулярных p-n переходу, а также электронной составляющей тока через область пространственного заряда (распространение результатов расчета на случай p-n переходов, в которых электронные токи и шумы не малы, не представляет трудностей [11, 13]).

Предположим, что n-область диода однородна. Пусть омический контакт к n-области удален от границы с областью пространственного заряда на расстояние w_1 , много большее диффузионной длины дырок L_p , так что дырочную составляющую тока через контакт можно не учитывать. Это случай так называемого "длинного" диода; другой предельный случай — "короткого" диода с длиной $w_s \ll L_p$ и малой площадью контакта — рассмотрен в разделе 6.

Ограничимся условием, что уровень инжекции дырок в n-область при прямом смещении p-n перехода или его облучении невелик. При этом рекомбинация дырок в n-области линейна и характеризуется временем жизни дырок $\tau_p = L_p^2/D_p$ (D_p — коэффициент диффузии дырок), а модуляцией проводимости n-области можно пренебречь. Пренебрежем также падением напряжения на n-области и на омическом контакте к ней при протекании через p-n переход внешнего тока.

Поскольку последовательное сопротивление n-области предполагается малым, а внешняя цепь диода короткозамкнутой (внутреннее сопротивление источника постоянного напряжения на диоде V также пренебрежимо мало), то RC-ограничения частотных характеристик p-n перехода в дальнейшем можно не учитывать.

При расчете фотоиндуцированных токов p-n перехода предполагается, что на n-область короткозамкнутого диода, находящегося под внешним напряжением V , спроецировано гармонически модулированное на круговой частоте $\omega \geq 0$ излучение в форме узкой полоски, параллельной плоскости p-n перехода и отстоящей от границы с областью пространственного заряда на расстоянии $L \leq L_p$. Ширина этой полоски $\Delta L \ll L$. Излучение генерирует в n-области электронно-дырочные пары

¹ Проблема формирования шумов в p-n переходах привлекла внимание автора в связи с его участием в подготовке учебника для студентов высших учебных заведений по твердотельной фотоэлектронике. Учитывая более чем полувековую историю исследования шумов в p-n переходах, можно ожидать, что некоторые из результатов, приведенных в представленной статье, получены и опубликованы ранее. Однако такие работы автору обнаружить не удалось, и они не нашли отражения, по крайней мере, в монографиях и учебниках для высших учебных заведений.

равномерно по поперечному сечению $p^+ - n$ перехода с темпом g ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$). Оценка темпа генерации электронно-дырочных пар при потерях излучения на отражение от поверхности полупроводника или входного окна фотодиода не представляет сложности.

Расчет спектров фотоиндуцированных шумов $p^+ - n$ перехода проводится при постоянном напряжении и немодулированном локальном излучении.

Очевидно, что с помощью линейной суперпозиции полученных при таких условиях решений может быть представлен результат воздействия на диод произвольного распределения облученностей вдоль оси x . Напомним только, что в рассматриваемой задаче излучение в область пространственного заряда $p^+ - n$ перехода и в p^+ -область не попадает.

Из-за нейтрализации заряда неравновесных дырок в n -области электронами, вытянутыми из контакта (электрическая нейтральность областей восстанавливается за время, близкое к времени диэлектрической релаксации полупроводника, — порядка 10^{-12} с), и отсутствия электрических полей в нейтральной n -области перенос дырок в ней осуществляется только в результате их тепловой диффузии при наличии градиента концентрации.

В результате сделанных предположений движение неосновных носителей в n -области становится одномерным, при этом плотность диффузионного тока [15] определяется выражением

$$j_p(x, t) = -eD_p \frac{\partial \Delta p(x, t)}{\partial x}, \quad (6)$$

где $\Delta p(x, t)$ — избыточная концентрация дырок (по отношению к равновесной концентрации p_n в материале n -типа).

Градиент дырочного тока при линейной рекомбинации определяется нестационарным уравнением непрерывности [15]

$$\frac{\partial j_p(x, t)}{\partial x} = -e \frac{\Delta p(x, t)}{\tau_p} - e \frac{\partial \Delta p(x, t)}{\partial t}. \quad (7)$$

В [13, 15] показано, что при сделанных предположениях $j_p(x=0, t)$ равен току во внешней цепи $p^+ - n$ перехода.

Тепловая концентрация избыточных дырок в n -области на границе с областью пространственного заряда следует за изменениями напряжения $V(t)$:

$$\Delta p(x=0, t) = p_n \left[\exp \left(\frac{eV(t)}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (8)$$

В [15] доказано, что для выполнения соотношения (8) достаточно, чтобы в области пространственного заряда рекомбинацией и генерацией носителей тока можно было пренебречь.

Второе граничное условие для концентрации неравновесных дырок в n -области "длинного" диода имеет вид

$$\Delta p(x = w_1, t) = 0.$$

Для "короткого" диода граничное условие на свободной от контакта поверхности n -области (такая топология характерна для тонкобазных фотодиодов) определяется как

$$j_p(x = w_s, t) = s \Delta p(x = w_s, t),$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации.

В произвольном сечении x полный темп локальной тепловой генерации и рекомбинации неосновных носителей тока составляет

$$\frac{2p_n + \Delta p(x, t)}{\tau_p}$$

(p_n/τ_p — темп равновесной рекомбинации дырок, равный темпу их тепловой генерации). Тогда дробовой шум пуассоновских процессов генерации и рекомбинации дырок на длине Δx в полосе частот Δf выражается как

$$\overline{j^2(x)} = 2e^2 \frac{2p_n + \Delta p(x)}{\tau_p} \Delta x \Delta f. \quad (9)$$

Полная концентрация дырок в сечении x составляет $p_n + \Delta p(x, t)$, а ее флуктуации, обусловленные диффузией, могут быть представлены в виде

$$\overline{\Delta p^2(x)} = 4 \frac{p_n + \Delta p(x)}{D_p} \Delta x \Delta f, \quad (10)$$

причем генерационно-рекомбинационные и диффузионные генераторы шумов на отрезке Δx можно считать независимыми, пока Δx остается больше длины свободного пробега дырок. Доказательство соотношения (10) приведено в разделе 4.

Вычисление тепловых и фотоиндуцированных шумов короткозамкнутого $p^+ - n$ перехода осуществляется далее, как и в [11], с использованием аналога в виде электрической линии с распределенными RC -параметрами.

4. Электрическая линия с распределенными RC -параметрами

Дифференциальные уравнения (6) и (7), описывающие диффузию и рекомбинацию дырок в нейтральной n -области, аналогичны (за исключением размерности) уравнениям, определяющим переменные во времени напряжения $u(x, t)$ и токи $i(x, t)$ вдоль электрической линии с распределенными параметрами (рис. 3), содержащей последовательное сопротивление R и поперечные проводимость B и емкость C (все на единицу длины линии):

$$i(x, t) = -\frac{1}{R} \frac{\partial u(x, t)}{\partial x}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} = -Bu(x, t) - C \frac{\partial u(x, t)}{\partial t}. \quad (12)$$

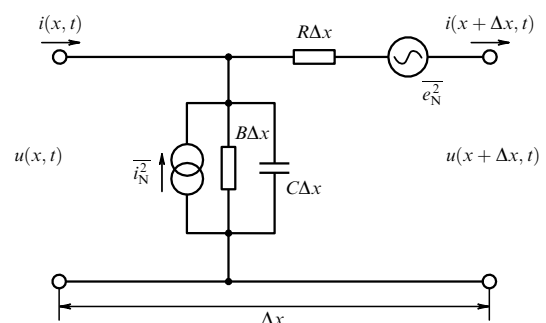


Рис. 3. Элемент электрической линии передачи с распределенными RC -параметрами.

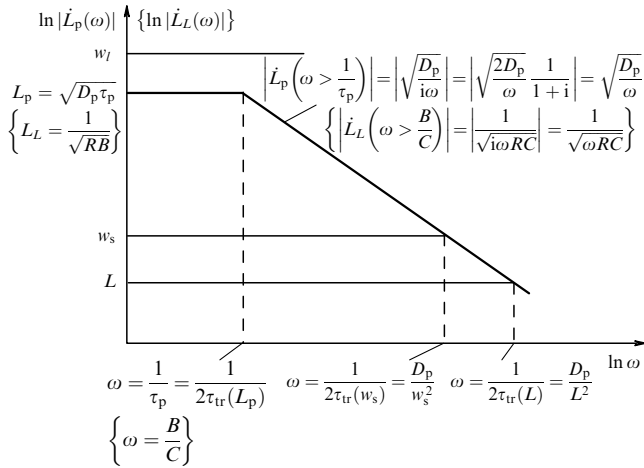


Рис. 4. Частотная зависимость модуля эффективной диффузионной длины дырок в полупроводнике n-типа

$$|\dot{L}_p(\omega)| = \left| \sqrt{\frac{D_p \tau_p}{1 + i\omega \tau_p}} \right| = \frac{\sqrt{D_p \tau_p}}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}} = \frac{L_p}{\sqrt{2a^2 - 1}}$$

в двойном логарифмическом масштабе. В фигурных скобках приведены соответствующие величины для линии передачи с распределенными RC-параметрами. L — расстояние от границы n-области с областью пространственного заряда до узкой $\Delta L \ll L$ полоски излучения, w_1 и w_s — толщины n-области p⁺-n диода с "длинной" и "короткой" n-областями соответственно, τ_{tr} — время диффузионного пролета фотодырок на расстояние L .

Общее решение системы уравнений (11), (12) для гармонического возмущения на частоте ω имеет вид

$$\dot{u}(x) = \dot{C}_1 \exp\left(\frac{x}{\dot{L}_L}\right) + \dot{C}_2 \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} i(x) &= -\frac{1}{R} \frac{\partial \dot{u}(x, t)}{\partial x} = \\ &= -\frac{1}{R \dot{L}_L} \left[\dot{C}_1 \exp\left(\frac{x}{\dot{L}_L}\right) - \dot{C}_2 \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right) \right] = \\ &= -\dot{Y} \left[\dot{C}_1 \exp\left(\frac{x}{\dot{L}_L}\right) - \dot{C}_2 \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь

$$\dot{L}_L = \frac{1}{\sqrt{RB} \sqrt{1 + i\omega C/B}} = \frac{L_L}{\sqrt{1 + i\omega C/B}}$$

— комплексная величина, характеризующая эффективную длину распространения возмущения с частотой ω в линии (размерность $|\dot{L}_L|$ — см), L_L — ее низкочастотная составляющая (рис. 4). Характеристическая или полная проводимость RC-линии с распределенными параметрами \dot{Y} (размерность $|\dot{Y}|$ — Ом⁻¹) определяется выражением

$$\begin{aligned} \dot{Y} &= \frac{1}{R \dot{L}_L} = \sqrt{\frac{B}{R}} \sqrt{1 + i\omega \frac{C}{B}} = Y \sqrt{1 + i\omega \frac{C}{B}} = \\ &= Y \left[\sqrt{\frac{[1 + \omega^2 (C/B)^2]^{1/2}}{2}} + \frac{1}{2} + \right. \\ &\left. + i \sqrt{\frac{[1 + \omega^2 (C/B)^2]^{1/2}}{2}} - \frac{1}{2} \right] = \\ &= Y(a + ib) = Y_a + iY_r, \end{aligned} \quad (15)$$

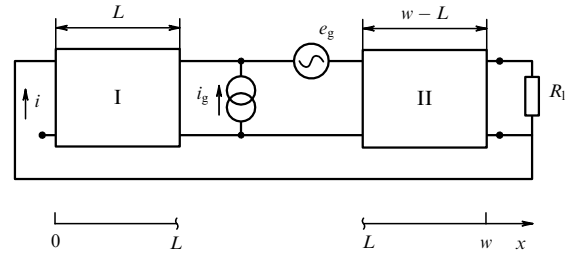


Рис. 5. К расчету передачи во входной ток линии с распределенными параметрами сигналов и шумов от источников, расположенных на расстоянии L от ее короткозамкнутого входа.

Y, Y_a, Y_r — соответственно низкочастотная, активная и реактивная составляющие \dot{Y} , $b^2 = a^2 - 1$.

Если длина линии w много больше $|\dot{L}_L|$, то $\dot{C}_1 = 0$ и входная проводимость линии равна

$$\frac{i(x=0)}{u(x=0)} = \dot{Y}.$$

Собственные шумы линии с распределенными параметрами обусловлены тепловыми шумами ее активных элементов, изображенных на рис. 3, и в полосе частот Δf выражаются формулами Найквиста:

$$\overline{e_N^2} = 4kTR \Delta x \Delta f = S_e \Delta f, \quad (16)$$

$$\overline{i_N^2} = 4kTB \Delta x \Delta f = S \Delta f. \quad (17)$$

Здесь S_e и S — спектральные плотности шумового напряжения и тока соответственно. Эти шумовые источники не коррелированы между собой и с аналогичными источниками шумов в других элементах линии. Напомним, что формула Найквиста выведена при условии, что заряды электронов и дырок имеют фиксированную величину e , а все акты диффузионного рассеяния носителей тока происходят независимо друг от друга.

Для нахождения вклада от указанных источников в плотность шумового тока i^2 закороченного входа линии с распределенными параметрами воспользуемся схемой, изображенной на рис. 5. Линейность линии передачи позволяет вычислить входные токи от каждого источника сигнала или шумов независимо друг от друга.

Из системы уравнений (13), (14) выходной импеданс для участка I линии с закороченным входом [$u_1(x=0) = 0$] представляется в виде

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{out,1}(x=L) &= -R \dot{L}_L \frac{\exp(L/\dot{L}_L) - \exp(-L/\dot{L}_L)}{\exp(L/\dot{L}_L) + \exp(-L/\dot{L}_L)} = \\ &= -R \dot{L}_L \tanh\left(\frac{L}{\dot{L}_L}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Для линии с $w/|\dot{L}_L| \gg 1$ полное входное сопротивление участка II при любом значении сопротивления нагрузки R_l составляет

$$\dot{Z}_{in,2}(x=L) = \frac{1}{\dot{Y}}.$$

Теперь нетрудно вычислить входной ток линии, обусловленный генератором i_g , расположенным на рас-

стоянии L от ее входа:

$$i = -i_g \exp\left(-\frac{L}{\dot{L}_L}\right). \quad (19)$$

При этом координатная зависимость напряжения на участке I линии (при $0 \leq x < L$)

$$\begin{aligned} \dot{u}_1(x, L) = i_g \frac{R\dot{L}_L}{2} \exp\left(-\frac{L}{\dot{L}_L}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{x}{\dot{L}_L}\right) - \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

а на участке II (при $L \leq x \leq w$)

$$\dot{u}_2(x, L) = i_g \frac{R\dot{L}_L}{2} \left[\exp\left(\frac{L}{\dot{L}_L}\right) - \exp\left(-\frac{L}{\dot{L}_L}\right) \right] \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right). \quad (21)$$

Соответственно ток в закороченном входе линии от генератора e_g

$$i = e_g \dot{Y} \exp\left(-\frac{L}{\dot{L}_L}\right), \quad (22)$$

а коэффициенты передачи на вход длинной линии аналогично расположенных шумовых источников выражаются как

$$\begin{aligned} \bar{i}^2 &= \bar{i}_N^2 \left| \exp\left(-\frac{2L}{\dot{L}_L}\right) \right| = \bar{i}_N^2 \left| \exp\left(-\frac{2L}{\dot{L}_L} \sqrt{1 + i\omega \frac{C}{B}}\right) \right| = \\ &= \bar{i}_N^2 \left| \exp\left[-\frac{2L}{\dot{L}_L}(a + ib)\right] \right| = \\ &= \bar{i}_N^2 \exp\left(-\frac{2aL}{\dot{L}_L}\right) \left| \exp\left(-\frac{i2bL}{\dot{L}_L}\right) \right| = \bar{i}_N^2 \exp\left(-\frac{2aL}{\dot{L}_L}\right), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\bar{i}^2 = \bar{e}_N^2 \left| \dot{Y}^2 \exp\left(-\frac{2L}{\dot{L}_L}\right) \right| = \bar{e}_N^2 Y^2 (2a^2 - 1) \exp\left(-\frac{2aL}{\dot{L}_L}\right), \quad (24)$$

где $2a^2 - 1 = \sqrt{1 + \omega^2(C/B)^2}$ и $Y^2 = B/R$.

Коэффициент преобразования \bar{e}_N^2 в ток короткозамкнутой внешней цепи, помимо одинакового с коэффициентом преобразования \bar{i}_N^2 множителя $\exp(-2aL/\dot{L}_L)$, выражающего координатную и частотную зависимости вклада локальных шумовых токов и определяющего эффективную область некогерентного собирания шумов во внешнюю цепь $L_L/2a$, включает также множитель $|\dot{Y}|^2$. Этот множитель, очевидно, служит для пересчета \bar{e}_N^2 в шумовые токи.

Спектральная плотность собственного шумового тока на закороченном входе длинной линии с распределенными параметрами

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \int_0^w \left[S \left| \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right) \right|^2 + S_c \left| \dot{Y} \exp\left(-\frac{x}{\dot{L}_L}\right) \right|^2 \right] dx = \\ &= 4kT \int_0^\infty [B + RY^2(2a^2 - 1)] \exp\left(-\frac{2ax}{\dot{L}_L}\right) dx = \\ &= 4kTa \sqrt{\frac{B}{R}} = 4kTaY = 4kTY_a \end{aligned} \quad (25)$$

на всех частотах коррелирует с активной компонентой ее входной проводимости, увеличивающейся с частотой при $a > 1$.

Анализ уравнения (25) показывает, что на низких частотах ($a \approx 1$) вклады тепловых шумов от R и B (уравнения (16), (17)) в выходной шумовой ток линии передачи соотносятся как $Y^2(2a^2 - 1) : 1 \approx Y^2 : 1$. Однако на частотах $\omega \gg B/C$, когда $a \approx \sqrt{(\omega C/B)/2}$ и активная часть поперечной проводимости B становится пренебрежимо малой по сравнению с реактивной ωC , величина $|\dot{Y}|^2 = Y^2(2a^2 - 1) \approx \omega C/R$ перестает зависеть от B и линейно увеличивается с частотой, а шум во внешней цепи определяется только флуктуациями напряжения. Однако поскольку эффективная длина собирания шумов в линии уменьшается с частотой как $L_L/2a$, то спектральная плотность шумов на входе линии, обусловленная флуктуациями напряжения, с ростом частоты увеличивается пропорционально не a^2 , а только a или $\sqrt{\omega}$.

Сравнение соотношений (6) и (7) с системой уравнений (11), (12) показывает, что $u(x, t)$ в (11), (12) соответствует $\Delta p(x, t)$ в (6) и (7). Аналогично $i(x, t)$ соответствует $j_p(x, t)$, $R = 1/eD_p$, $B = e/\tau_p$ и, наконец, C соответствует e . Имеется также соответствие между \dot{L}_L для линии передачи и комплексной диффузионной длиной дырок в n -области:

$$\dot{L}_p = \sqrt{\frac{D_p \tau_p}{1 + i\omega \tau_p}} = \frac{L_p}{\sqrt{1 + i\omega \tau_p}} = \sqrt{D_p \dot{\tau}_p};$$

при гармоническом воздействии на частоте ω $\dot{\tau}_p = \tau_p/(1 + i\omega \tau_p)$; $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — низкочастотное значение \dot{L}_p (см. рис. 4). Легко также обнаружить, что \dot{Y} соответствует в $p^+ - n$ переходе отношению

$$\frac{eD_p}{\dot{L}_p} = \frac{eD_p \sqrt{1 + i\omega \tau_p}}{L_p} = \frac{eL_p \sqrt{1 + i\omega \tau_p}}{\tau_p}.$$

Условие значительной длины линии передачи $w \gg |\dot{L}_L|$ в случае $p^+ - n$ перехода трансформируется в ранее оговоренное аналогичное условие: длина n -области много больше $|\dot{L}_p|$.

Генератор шумового тока \bar{j}^2 в $p^+ - n$ переходе (уравнение (9)) соответствует дробовым шумам локальных токов генерации и рекомбинации дырок на отрезке Δx в полосе частот Δf . В термодинамически равновесных условиях $\Delta p(x, t) = 0$ и

$$\bar{j}^2 = 4e^2 \frac{P_n}{\tau_p} \Delta x \Delta f.$$

Аналогия между диффузионно-рекомбинационным переносом неосновных носителей тока в нейтральных областях диода и токами в линии с распределенными параметрами оказывается более глубокой, чем было выявлено в [11], и распространяется на равновесные шумы. Устанавливается еще одно соответствие: между равновесной концентрацией дырок p_n и диффузионным потенциалом kT/e в уравнениях (16) и (17) для тепловых шумов RC -линии.

С учетом последнего соответствия из уравнения (16) сразу следует выражение для среднего квадрата отклонения концентрации дырок в термодинамически равновесных условиях, обусловленного случайным характе-

ром их диффузии,

$$\overline{\Delta p^2} = 4 \frac{p_n}{D_p} \Delta x \Delta f.$$

Соотношение (10) может быть доказано [11] и в общем виде при $\Delta p(x) \neq 0$. Обозначим среднее число дырок в элементе длиной Δx величиной $P = p \Delta x$. При диффузионном рассеянии средний квадрат отклонения числа этих дырок $\overline{\delta P^2}$ равен среднему их числу $\overline{\delta P^2} = P = p \Delta x$. Следовательно, средний квадрат отклонения концентрации дырок в элементе Δx составляет

$$\overline{\delta p^2} = \frac{\overline{\delta P^2}}{(\Delta x)^2} = \frac{p}{\Delta x}.$$

Однако если флуктуирующая величина $X(t)$ характеризуется нормированной корреляционной функцией вида $R(\tau) = \exp(-\tau/\tau_0)$, то согласно теореме Винера – Хинчина [3, 11] спектральная плотность этой функции на относительно низких частотах выражается соотношением $S(\omega) = 4\overline{X^2(t)}\tau_0$.

Частотная характеристика элемента линии с распределенными параметрами (см. рис. 3) при $\Delta x \rightarrow 0$ и коротком замыкании на выходе определяется выражением

$$\begin{aligned} i_{\text{out}} &= \frac{i_{\text{in}}}{(B\Delta x + i\omega C\Delta x + 1/R\Delta x)R\Delta x} = \\ &= \frac{i_{\text{in}}}{1 + RB(\Delta x)^2 + i\omega RC(\Delta x)^2} \approx \\ &\approx \frac{i_{\text{in}}}{1 + i\omega RC(\Delta x)^2} = \frac{i_{\text{in}}}{1 + i\omega\tau_0}. \end{aligned}$$

Тогда с учетом вышеприведенных соответствий $\tau_0 = (\Delta x)^2/D_p$, $S(\omega) = 4p \Delta x/D_p$ и

$$\overline{\Delta p^2} = 4 \frac{p}{D_p} \Delta x \Delta f = 4 \frac{p_n + \Delta p(x)}{D_p} \Delta x \Delta f.$$

Это же соотношение ранее было получено Р.Л. Петрицем из решения уравнения Фоккера – Планка (см. [11, с. 141]).

Таким образом, и $\overline{j^2}$, и $\overline{\Delta p^2}$ оказываются пропорциональными локальной концентрации дырок. Однако если шумы генерации и рекомбинации $\overline{j^2}$ трансформируются в шумы внешней короткозамкнутой цепи диода с коэффициентом $\exp(-2ax/L_p)$ (как и фотонный шум при локальном облучении в точке x), то для пересчета флуктуаций концентрации $\overline{\Delta p^2}$ добавляется еще множитель $|eD_p/L_p|^2 = e^2 D_p^2 (2a^2 - 1)/L_p^2 = e^2 D_p (2a^2 - 1)/\tau_p$. 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 $\omega e^2 D_p$ 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

$$\frac{p_n + \Delta p(x)}{|\tau_p|} \Delta x.$$

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.

Коэффициенты передачи шумов на вход "короткой" линии с распределенными параметрами определены в разделе 6.

Пока же отметим еще одно соответствие между $p^+ - n$ переходом и линией передачи: сопротивление нагрузки R_l в линии (см. рис. 5) соответствует в $p^+ - n$ переходе величине $1/es$, где s — скорость рекомбинации на параллельной $p^+ - n$ переходу поверхности n -области "короткого" диода.

5. "Длинный" $p^+ - n$ переход

При длине n -области $w_1 \gg L_p$ (это приближение согласно рис. 4 не ограничивает рассматриваемый частотный диапазон) и постоянном внешнем напряжении V на $p^+ - n$ переходе из соотношений (8), (13) и (14) следует:

$$\Delta p_{\text{th}}(x) = p_n \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (26)$$

Индекс "th" введен для обозначения неравновесной концентрации дырок, обусловленной подачей электрического смещения на диод. С учетом (6) и (26) получается известное выражение для статической вольт-амперной характеристики необлученного "длинного" $p^+ - n$ перехода [13]:

$$\begin{aligned} j &= j_p(x=0) = \frac{ep_n D_p}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= \frac{ep_n L_p}{\tau_p} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] = j_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь j_s — ток насыщения $p^+ - n$ перехода.

Удельная (на 1 см^2 сечения) дифференциальная проводимость $p^+ - n$ перехода при подаче на него постоянного во времени смещения V и малой гармонически изменяющейся добавки $dV < kT/e$ может быть представлена в виде

$$\dot{G} = \frac{dj_p(x=0)}{dV} = \frac{dj_p(x=0)}{d\Delta p_{\text{th}}(x=0)} \frac{d\Delta p_{\text{th}}(x=0)}{dV}.$$

Производная

$$\frac{dj_p(x=0)}{d\Delta p_{\text{th}}(x=0)}$$

соответствует характеристической проводимости \dot{Y} эквивалентной линии передачи, а для $p^+ - n$ перехода

составляет $(eL_p/\tau_p)\sqrt{1+i\omega\tau_p}$. Из уравнения (8) следует

$$\frac{d\Delta p_{th}(x=0)}{dV} = \frac{ep_n}{kT} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right).$$

В результате получаем выражение

$$\begin{aligned} \dot{G} &= \frac{eL_p}{\tau_p} \sqrt{1+i\omega\tau_p} \frac{ep_n}{kT} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) = \\ &= \frac{ej_s}{kT} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \sqrt{1+i\omega\tau_p} = \\ &= \frac{e}{kT} (j+j_s) \sqrt{1+i\omega\tau_p} = G \sqrt{1+i\omega\tau_p} = \\ &= G \left[\sqrt{\frac{(1+\omega^2\tau_p^2)^{1/2}}{2} + \frac{1}{2}} + i \sqrt{\frac{(1+\omega^2\tau_p^2)^{1/2}}{2} - \frac{1}{2}} \right] = \\ &= G(a+ib) = G_a + G_r, \end{aligned} \quad (28)$$

где G , G_a и G_r — соответственно низкочастотное значение, активная и реактивная составляющие комплексной проводимости $p^+ - n$ перехода \dot{G} . Конечно, соотношение (28) можно получить и из вольт-амперной характеристики "длинного" диода с учетом частотных зависимостей \dot{L}_p и \dot{i}_p .

На низких частотах ($\omega \ll 1/\tau_p$) удельное динамическое сопротивление $p^+ - n$ перехода при нулевом смещении можно представить в виде

$$r = \frac{1}{G} = \frac{kT}{ej_s}. \quad (29)$$

Обратим внимание, что при $\omega \ll 1/\tau_p$

$$\begin{aligned} iG_r &= iG \sqrt{\frac{(1+\omega^2\tau_p^2)^{1/2}}{2} - \frac{1}{2}} \approx iG \sqrt{\frac{\omega^2\tau_p^2}{4}} = i\omega \frac{G\tau_p}{2} = \\ &= i\omega \frac{\tau_p}{2} \frac{ej_s}{kT} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) = i\omega C_{eff}. \end{aligned} \quad (30)$$

Эффективная емкость, регистрируемая во внешней цепи $p^+ - n$ перехода на низких частотах, оказывается в два раза меньшей, чем его диффузионная емкость

$$\begin{aligned} C_{dif} &= \frac{\partial Q}{\partial V} = \\ &= \frac{\partial}{\partial V} \left\{ e \int_0^\infty p_n \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) dx \right\} = 2C_{eff}. \end{aligned}$$

Из приведенного рассмотрения следует, что уменьшение эффективной емкости объясняется диффузионно-рекомбинационным переносом дырок в n -области, создающим токи заряда и разряда диффузионной емкости (динамика изменения концентрации дырок соответствует эквивалентной линии с распределенными параметрами).

Приводимое иногда объяснение двукратного уменьшения диффузионной емкости тем, что электроны и дырки не разделены пространственно [15], не является достаточным и противоречит представлению о том, что с уменьшением расстояния между обкладками конденсатора его емкость растет.

Напомним, что диффузионная емкость при прямых смещениях на порядки превышает барьерную емкость C_b $p^+ - n$ перехода.

Если локально падающее на $p^+ - n$ переход излучение модулировано по интенсивности с частотой ω , то в соответствии с (19) фототок в его внешней короткозамкнутой цепи составляет

$$j_{ph} = -eg\Delta L \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right), \quad (31)$$

а его амплитудно-частотная характеристика выражается соотношением

$$\begin{aligned} |j_{ph}| &= eg\Delta L \left| \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \right| = \\ &= eg\Delta L \left| \exp\left(-\frac{L(a+ib)}{L_p}\right) \right| = eg\Delta L \exp\left(-\frac{aL}{L_p}\right) = \\ &= eg\Delta L \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \exp\left[-(a-1)\frac{L}{L_p}\right], \end{aligned} \quad (32)$$

так как $|\exp(-ibL/L_p)| = 1$.

При $\omega \ll 1/\tau_p$ или немодулированном потоке излучения $j_{ph} = -eg\Delta L \exp(-L/L_p)$. При этом дополнительно к $\Delta p_{th}(x)$ (уравнение (26)) в n -области появляются фотогенерированные избыточные дырки, концентрация которых может быть сразу записана с использованием соотношений (20), (21):

при $0 \leq x \leq L$

$$\begin{aligned} \Delta p_{ph1}(x) &= g\Delta L \frac{\tau_p}{2L_p} \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \times \\ &\times \left[\exp\left(\frac{x}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right], \end{aligned} \quad (33)$$

при $0 \leq x \leq w_1$

$$\begin{aligned} \Delta p_{ph2}(x) &= g\Delta L \frac{\tau_p}{2L_p} \left[\exp\left(\frac{L}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \right] \times \\ &\times \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \end{aligned} \quad (34)$$

На рисунке 6 тонкой сплошной кривой показано распределение фотодырок при стационарном облучении n -области "длинного" диода узкой полоской излучения, расположенной на расстоянии в половину низкочастотной диффузионной длины от области пространственного заряда.

Спектральная плотность шума немодулированного потока фотонов составляет [1]

$$S_{f,ph} = 2e^2 g\Delta L k_d. \quad (35)$$

С учетом (23) и (32) составляющая спектральной плотности фотоиндуцированных шумов во внешней цепи, обусловленная шумами падающего потока фотонов (спектральная плотность ослабленной мощности шума излучения), равна

$$\begin{aligned} S_{w,ph}(\omega) &= 2e^2 g\Delta L k_d \left| \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \right|^2 = \\ &= 2e^2 g\Delta L k_d \left| \exp\left(-\frac{L\sqrt{1+i\omega\tau_p}}{L_p}\right) \right|^2 = \\ &= 2e^2 g\Delta L k_d \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right). \end{aligned} \quad (36)$$

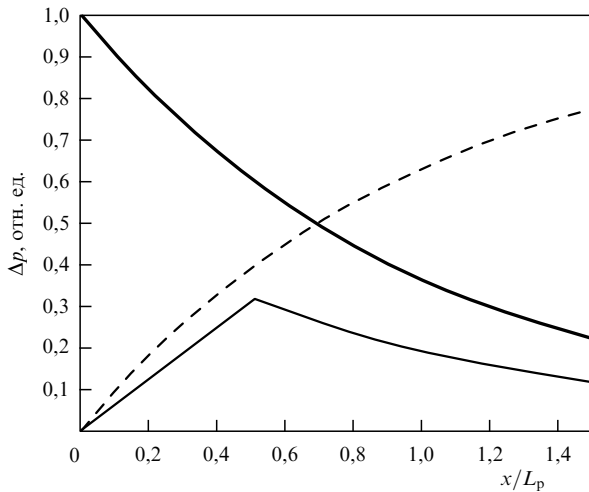


Рис. 6. Распределение стационарных концентраций дырок в p-области "длинного" p⁺-n перехода. Сплошная тонкая кривая — концентрации фотодырок $\Delta p_{ph,1}(x, L = L_p/2)$ и $\Delta p_{ph,2}(x, L = L_p/2)$ при локальном облучении в точке $L = L_p/2$ в единицах $g\tau_p\Delta L/L$. Штриховая кривая — концентрация фотодырок $\Delta p_{ph}(x)$ при однородном облучении в единицах $g\tau_p$. Она же — концентрация дырок при обратном токе насыщения j_s в единицах p_n . Сплошная жирная кривая — концентрация дырок $\Delta p_{th}(x)$ при прямом токе j_s через p⁺-n переход в единицах p_n .

Здесь в качестве множителя, выражающего координатную и частотную зависимости, выступает та же экспонента, что и в (32), но в квадрате.

Во внешней цепи спектральная плотность общего шумового тока, включающего тепловые и фотоиндуцированные шумы, рассчитывается из соотношения, аналогичного (25), но с добавлением ослабленной мощности шумов излучения:

$$S(\omega) = \int_0^\infty \left[2e^2 \frac{\Delta p_{th}(x) + \Delta p_{ph}(x) + 2p_n}{\tau_p} + 4 \frac{\Delta p_{th}(x) + \Delta p_{ph}(x) + p_n}{D_p} \frac{e^2 L_p^2}{\tau_p^2} (2a^2 - 1) \right] \times \exp\left(-\frac{2ax}{L}\right) dx + 2e^2 g \Delta L k_d \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right). \quad (37)$$

При $w_1 \gg L_p$ верхний предел в интеграле, очевидно, может быть заменен на бесконечный.

В уравнении (37) $\Delta p_{th}(x)$ определяется соотношением (26), $\Delta p_{ph}(x)$ — соотношениями (33) и (34), $|\dot{Y}|^2$ соответствует

$$\frac{e^2 L_p^2}{\tau_p^2} |(1 + i\omega\tau_p)| = \frac{e^2 L_p^2}{\tau_p^2} (2a^2 - 1).$$

Первое слагаемое в квадратных скобках под интегралом в уравнении (37) представляет собой сумму спектральных плотностей локальных дробовых шумов тепловой генерации p_n/τ_p и рекомбинации дырок

$$\frac{\Delta p_{th}(x) + \Delta p_{ph}(x) + p_n}{\tau_p}.$$

Выражение

$$\frac{4[\Delta p_{th}(x) + \Delta p_{ph}(x) + p_n]}{D_p}$$

— спектральная плотность шумов, обусловленных тепловой диффузией дырок.

5.1. Фотоиндуцированные шумы "длинного" p⁺-n перехода

Вычислим сначала спектральную плотность фотоиндуцированных шумов "длинного" p⁺-n перехода:

$$\begin{aligned} S_{ph}(\omega) &= S_{s,ph}(\omega) + S_{w,ph}(\omega) = \\ &= \int_0^\infty \left[2e^2 \frac{\Delta p_{ph}(x)}{\tau_p} + 4 \frac{\Delta p_{ph}(x)}{D_p} \frac{e^2 L_p^2}{\tau_p^2} (2a^2 - 1) \right] \times \\ &\times \exp\left(-\frac{2ax}{L}\right) dx + 2e^2 g \Delta L k_d \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) = \\ &= 2e^2 g \Delta L \left[\frac{1 + 2(2a^2 - 1)}{4a^2 - 1} \times \right. \\ &\times \left\{ \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) \left[\left(a + \frac{1}{2}\right) - \left(a - \frac{1}{2}\right) \right] \right\} + \\ &+ k_d \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) \left. \right] = \\ &= 2e^2 g \Delta L \left\{ \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) + (k_d - 1) \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) \right\} = \\ &= 2e^2 g \Delta L \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) \left\{ 1 + (k_d - 1) \exp\left[-\frac{(2a - 1)L}{L_p}\right] \right\} = \\ &= 2e j_{ph} \left\{ 1 + (k_d - 1) \exp\left[-\frac{(2a - 1)L}{L_p}\right] \right\}. \quad (38) \end{aligned}$$

Здесь $S_{s,ph}$ — индуцированные излучением собственные фотошумы диода.

В соотношении (38) оставлен ряд промежуточных выкладок, чтобы проследить за происхождением отдельных слагаемых в окончательных выражениях.

Как следует из сравнения уравнений (32) и (38), формирование фототока и фотоиндуцированных шумов при диффузионно-рекомбинационном переносе фотогенерированных в p-области дырок осуществляется согласно различным алгоритмам.

При локальном облучении диода немодулированным или низкочастотным потоком фотодырки, диффундируя от места их генерации к области пространственного заряда, образуют в p-области стационарный профиль концентрации $\Delta p_{ph}(x)$, зависящий от L и L_p (уравнения (33), (34) и сплошная тонкая кривая на рис. 6). Рекомбинация фотодырок с локальным темпом $\Delta p_{ph}(x)/\tau_p$ приводит к частичной потере фототока — согласно (32) коэффициент его собирания на низких частотах составляет $\exp(-L/L_p)$. С увеличением частоты модуляции излучения уменьшаются эффективные значения времени жизни, диффузионной длины фотодырок и коэффициента их собирания, равного теперь $\exp(-aL/L_p)$.

Следовательно, спектральная плотность ослабленного шума излучения (мощность ослабленного шума) во внешней цепи диода (уравнение (36)) изменяется пропорционально $\exp(-2aL/L_p)$.

Однако шумы во внешней цепи p⁺-n перехода создаются также флуктуациями локальных темпов рекомбинации и диффузии, определяемыми стационарным профилем концентрации фотодырок. При этом

коэффициент передачи локальных рекомбинационных и диффузионных шумов во внешнюю цепь составляет $\exp(-2ax/L_p)$, а локальные флуктуации диффузионных токов неограниченно возрастают с частотой из-за уменьшения эффективной диффузионной длины дырок.

Из уравнений (36) и (38) следует, что чем больше отношение L/L_p и чем выше частота модуляции, тем больше относительный вклад в фотоиндуцированные шумы собственных фотошумов диода $S_{s,ph}$ по сравнению с ослабленным шумом излучения $S_{w,ph}$.

Из уравнения (38) видно также, что относительные доли локальных флуктуаций рекомбинации и диффузии в собственных фотошумах "длинного" диода соотносятся как $1:2(2a^2 - 1)$. На низких частотах $a \approx 1$, и это соотношение, как и следовало ожидать, составляет $1:2$, а на высоких частотах при $\omega \gg 1/\tau_p$ фотоиндуцированный шум создается шумами диффузии.

При $k_d \approx 1$ согласно уравнению (38) спектральная плотность фотоиндуцированных шумов не только оказывается не зависящей от частоты, но и соответствует по величине дробовым шумам постоянной составляющей фототока

$$S_{ph}(\omega) = 2e^2 g \Delta L \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) = 2e j_{ph}.$$

Этот вывод справедлив по крайней мере до круговых частот, меньших обратного времени пролета носителей тока через область пространственного заряда $p^+ - n$ перехода.

Из последнего приведенного соотношения, как и ранее из обобщенного уравнения (4), следует, что $S_{ph}(\omega)$ определяется только постоянной составляющей фототока j_{ph} и не зависит от места генерации фотоносителей или эффективности их сбора.

Наконец, из сравнения уравнений (32) и (38) при $k_d \gg 1$ вытекает, что амплитуда повышенных (по сравнению с дробовым шумом) фотошумов, обусловленных соотношением (36), уменьшается в тех же диапазонах частот, что и фототок. Таким образом, независимо от величины k_d , на высоких частотах, когда фототок практически исчезает, фотоиндуцированный шум $p^+ - n$ перехода по-прежнему соответствует дробовому шуму постоянной составляющей фототока и обусловлен переданными во внешнюю цепь диода шумами диффузии.

При $L \approx L_p$ согласно (32) фототок уменьшается до уровня $1/\sqrt{2} = 0,707$ на частоте $\omega = 10/\tau_p = 5/\tau_{tr}(L_p)$, причем при $k_d = 1$ доля ослабленного шума фотонов на этой частоте составляет уже менее 2,5%. Здесь $\tau_{tr}(L) = L^2/2D_p$ — время диффузионного пролета фотодырок на расстояние L .

При $L \ll L_p$ фототок уменьшается до такого же уровня при $a \approx 0,35(L_p/L) \gg 1$, где $a \approx \sqrt{\omega\tau_p}/2$. В этом случае соотношение (32) переходит в

$$|j_{ph}| = eg\Delta L \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega\tau_p}{2}} \frac{L}{L_p}\right) = eg\Delta L \exp(-\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)}). \quad (39)$$

Теперь $|j_{ph}|$ спадает до уровня 0,707 при гораздо большей частоте $\omega \approx 1,82/\tau_{tr}(L)$. Несложно убедиться, что и в этом случае при $\omega \ll 1/\tau_{tr}(L)$ фотоиндуцированный шум во внешней цепи обусловлен в основном ослабленными шумами излучения, а при $\omega \gg 1/\tau_{tr}(L)$ — шумами диффузии фотодырок в n -области.

Отметим, что для эквивалентной линии с распределенными RC -параметрами частотный диапазон $\omega \gg 1/\tau_p$ соответствует частотам $\omega \gg B/C$, при которых величина B уже не существенна (так же, как и наличие предела L_p в частотной зависимости $|\dot{L}_p(\omega)|$).

При равномерном облучении всей n -области с прежним темпом объемной генерации фотоносителей g ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$) фототок во внешней короткозамкнутой цепи $p^+ - n$ перехода определяется интегрированием уравнения (31) по n -области и составляет

$$j_{ph} = -eg \int_0^\infty \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) dL = -egL_p. \quad (40)$$

Абсолютное значение фототока при этом равно

$$|j_{ph}| = \frac{egL_p}{\sqrt[4]{1 + \omega^2\tau_p^2}} = \frac{egL_p}{\sqrt{2a^2 - 1}}.$$

Спектральная плотность шумов фотонного потока, переданных во внешнюю цепь диода (ослабленный шум излучения), при равномерном облучении всей n -области выражается как

$$S_{w,ph}(\omega) = 2e^2 g k_d \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) dL = 2e^2 g L_p k_d \frac{1}{2a}.$$

При этом спектральная плотность собственных фотошумов $p^+ - n$ перехода согласно (38) составляет

$$S_{s,ph}(\omega) = 2e^2 g \int_0^\infty \left[\exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) \right] dL = 2e^2 g L_p \left(1 - \frac{1}{2a}\right).$$

И, наконец, спектральная плотность полного фотоиндуцированного шума имеет вид

$$S_{ph}(\omega) = S_{w,ph}(\omega) + S_{s,ph}(\omega) = 2e^2 g L_p \left[1 + (k_d - 1) \frac{1}{2a}\right] = 2e j_{ph} \left[1 + (k_d - 1) \frac{1}{2a}\right] \quad (41)$$

или при $k_d = 1$

$$S_{ph}(\omega) = 2e j_{ph}.$$

Из уравнения (40) следует, что при равномерном облучении n -области фототок уменьшается до значения 0,707 на частоте $\omega = \sqrt{3}/\tau_p$. Отметим, что в случае равномерного облучения при $\omega \ll 1/\tau_p$ (или $a \approx 1$) и $k_d \approx 1$ ослабленный шум излучения равен собственному фотошуму диода. Однако при $\omega \gg 1/\tau_p$ (или $a = \sqrt{\omega\tau_p}/2 \gg 1$)

$$|j_{ph}(\omega)| \approx \frac{|j_{ph}(\omega \approx 0)|}{\sqrt{\omega\tau_p}} = eg \sqrt{\frac{L_p^2}{\omega\tau_p}} = eg \sqrt{\frac{D_p}{\omega}} \ll j_{ph}(\omega = 0).$$

Теперь фототок собирается с малой высокочастотной диффузионной длины, а фотоиндуцированные шумы во внешней цепи диода целиком определяются переданными в эту цепь шумами диффузии фотодырок и по-прежнему соответствуют дробовым шумам постоянной составляющей фототока.

Концентрация фотодырок (их стационарный диффузионный профиль) в n-области при ее равномерном облучении находится интегрированием по L уравнений (33) и (34) и выражается как

$$\begin{aligned} \Delta p_{\text{ph}}(x) &= \int_0^x \Delta p_{\text{ph}2}(x, L) dL + \int_x^\infty \Delta p_{\text{ph}1}(x, L) dL = \\ &= g\tau_p \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

Штриховая кривая на рис. 6 показывает распределение фотодырок при однородном облучении всей n-области. И при локальном (соотношение (33)), и при однородном облучении в случае короткозамкнутой внешней цепи концентрация фотодырок на границе с объемным зарядом равна нулю, а наклон стационарных кривых определяется постоянной составляющей диффузионного фототока.

Таким образом, распределение вдоль n-области стационарных концентраций фотоиндуцированных дырок (соотношения (33) и (34) при произвольном L и (42) при равномерной фотогенерации) и соответствующих генераторов собственных рекомбинационных и диффузионных фотошумов, изменяясь в зависимости от условий возбуждения, обеспечивает (в том числе при наличии объемной рекомбинации) при $k_d = 1$ формирование в выходной цепи белого шума, соответствующего дробовым шумам низкочастотного фототока. При $k_d > 1$ на относительно низких частотах, меньших обратного времени затухания фототока, формируется низкочастотное плато фотошумов, по амплитуде соответствующих обобщенному выражению (3).

Более того, уравнение (38) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} S_{\text{ph}}(\omega) &= 2e^2 g \Delta L k_d \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) + \\ &+ 2e^2 g \Delta L \left[\exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) \right], \end{aligned}$$

полностью эквивалентном соотношению (3) при ожидаемом значении квантовой эффективности для "длинного" диода на низких частотах $\eta = \exp(-L/L_p)$.

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. Возможность представления собственных фотошумов $p^+ - n$ перехода в виде распределенных вдоль n-области генераторов шума, мощность которых пропорциональна входному воздействию g (уравнения (9), (10), (33), (34) и (42)), согласуется с этим выводом.

Необходимо подчеркнуть, что использованный для расчета метод Ланжевена обеспечил возможность определения шумов токораспределения и спектральной мощности шумов $p^+ - n$ перехода и на высоких круговых частотах, больших обратного времени затухания фототока.

В частности, сравнение выражений (3) и (38) показывает, что для "длинного" диода, в котором вероятность η зависит в общем случае и от L , и от частоты, выпол-

няются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{X}_i &= \bar{X}_i^2 = \exp\left(-\frac{L}{L_p}\right) = \eta(L, \omega = 0), \\ (\bar{X}_i)^2 &= \exp\left(-\frac{2aL}{L_p}\right) = \eta^2(L, \omega). \end{aligned} \quad (43)$$

Механизм формирования на высоких частотах плато фотоиндуцированного шумового тока, устойчивого к особенностям возбуждения и соответствующего дробовым шумам постоянной составляющей фототока, становится понятным при учете следующих обстоятельств.

Из уравнения (38) следует, что на высоких частотах, когда $a \gg 1$ и в выходном шумовом токе преобладают шумы диффузии, некогерентное собиранье шумов из n-области происходит с длины $L_p/2a$, уменьшающейся с частотой. При этом (вспомним рис. 6) стационарные зависимости $\Delta p_{\text{ph}1}(x)$ при локальном облучении (соотношение (33)) и $\Delta p_{\text{ph}}(x)$ при однородном облучении (соотношение (42)) линеаризуются. Поскольку фототок j_{ph} обусловлен диффузией (уравнение (6)), то эти линеаризованные зависимости выражаются соотношением

$$\Delta p_{\text{ph}} \approx \frac{j_{\text{ph}}}{eD_p} x.$$

Подстановка последнего соотношения в (38) при $a \gg 1$ и приводит к появлению на высоких частотах независимого от частоты шумового тока, соответствующего дробовым шумам постоянной составляющей фототока:

$$S_{\text{ph}}(\omega) \approx \int_0^\infty 4 \frac{\Delta p_{\text{ph}}(x)}{D_p} \frac{e^2 L_p^2}{\tau_p^2} 2a^2 \exp\left(-\frac{2ax}{L_p}\right) dx = 2ej_{\text{ph}}.$$

Таким образом, белый спектр высокочастотного шума возникает при линейном возрастании концентрации фотодырок от области пространственного заряда вглубь n-области и обусловлен взаимной компенсацией увеличивающихся с частотой токовых шумов диффузии (они пропорциональны a^2) и уменьшающейся с частотой эффективной длиной собиранья шумов (обратно пропорциональной a).

При равном единиче коэффициенте вырождения излучения спектральные плотности фотоиндуцированных шумов на обоих плато остаются одинаковыми и при наличии объемной рекомбинации.

Однако если при близком к единице квантовом выходе фотоиндуцированные шумы на низких частотах являются преобразованными $p^+ - n$ переходом шумами излучения, то на высоких частотах шумы формируются в самом $p^+ - n$ переходе после поглощения излучения и всегда представляют собой дробовые шумы постоянной составляющей фототока.

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

Напомним, что собственные шумы однородной по длине линии с распределенными параметрами растут с повышением частоты.

5.2. Тепловые шумы "длинного" $p^+ - n$ перехода

Спектральная плотность тепловых шумов $p^+ - n$ перехода также может быть вычислена из уравнения (37). При этом полный шум в короткозамкнутой цепи смещенного и локально облученного со стороны n -области диода с учетом уравнения (38) записывается в виде

$$S(\omega) = \frac{2eL_p}{\tau_p} \left[p_n + p_n \exp\left(\frac{eV}{kT}\right)(2a - 1) \right] + 2ej_{ph} \left[1 + (k_d - 1) \exp\left(-\frac{(2a - 1)L}{L_p}\right) \right] = 2e(j + j_s)(2a - 1) + 2e \left\{ j_s + j_{ph} \left[1 + (k_d - 1) \exp\left(-\frac{(2a - 1)L}{L_p}\right) \right] \right\} \quad (44)$$

или при $k_d = 1$

$$S(\omega) = 2e(j + j_s)(2a - 1) + 2e(j_s + j_{ph}). \quad (45)$$

Спектральная плотность шумов облученного полупроводникового диода на относительно низких частотах (при $\omega \ll 1/\tau_p$ или $a \approx 1$) при излучении с $k_d = 1$ представляется в виде дробовых шумов двух некоррелированной между собой токов. Первый из них равен алгебраической сумме темнового тока во внешней цепи диода и тока, равного по величине току насыщения диода, но протекающего через диод в прямом направлении. Второй ток, текущий через диод в обратном направлении, представляет собой сумму тока насыщения и фототока.

При значительных обратных смещениях $j = -j_s$ и первое слагаемое в уравнениях (44), (45) равно нулю, а при обратных смещениях и без облучения ($j_{ph} = 0$) шумы обратного тока во всем частотном диапазоне равны дробовым шумам тока насыщения.

Соотношение (37) показывает, что в последнем случае дырки, генерированные в n -области за счет тепловых колебаний кристаллической решетки, и в результате диффузионно-рекомбинационного переноса достигшие области пространственного заряда, ведут себя аналогично фотодыркам, генерированным в этой области при равномерном облучении. Действительно, при обратных смещениях распределение концентрации тепловых дырок в n -области, определяемое уравнением (26),

$$p_n(x) = p_n + \Delta p_{th}(x) = p_n \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right], \quad (46)$$

получается точно таким же, как и распределение фотодырок при равномерной их фотогенерации по n -области с темпом тепловой генерации p_n/τ_p (уравнение (42) и штриховая кривая на рис. 6). В частности, из соотношения (46) по аналогии с уравнением (40) сразу получается выражение для обратного тока насыщения $p^+ - n$ перехода

$$j_s = \frac{ep_n L_p}{\tau_p} = \frac{ep_n D_p}{L_p}.$$

Следовательно, все выводы предыдущего подраздела, касающиеся шумов фототока, в полной мере относятся и к шумам обратного тока насыщения $p^+ - n$ перехода. Единственное отличие в том, что для тепловой генерации вслед за [9–11] положено $k_d = 1$.

Флуктуации рекомбинации и диффузии тепловой концентрации дырок $p_n(x)$ (уравнение (46)) также создают шумы токораспределения. В результате сложения этих шумов с ослабленными шумами тепловой генерации дырок в n -области спектральная плотность шумов диода при обратных смещениях не зависит от частоты и соответствует дробовым шумам обратного тока насыщения. Причем при $\omega \gg 1/\tau_p$ основной вклад в шумы диода по-прежнему создается диффузионными шумами профиля $p_n(x)$, градиент концентрации дырок в котором при $x \rightarrow 0$ и определяется низкочастотным током насыщения $p^+ - n$ перехода.

Поэтому для оптимальной частотной фильтрации сигналов от фотодиодов необходимо отрезать их высокочастотные шумы.

Полупроводниковые диоды при обратном смещении и фотодиоды успешно используются и в качестве генераторов дробовых шумов, хотя на высоких частотах шумы формируются здесь иначе, чем, например, шумы невырожденного излучения.

В отсутствие облучения при прямом смещении на $p^+ - n$ переходе и $\omega \gg 1/\tau_p$ коэффициент $(2a - 1) \approx \sqrt{2\omega\tau_p} \gg 1$ и из уравнения (45) получаем

$$S_{th}(\omega) = 2e(j + j_s)\sqrt{2\omega\tau_p}, \quad (47)$$

т.е. спектральная плотность шумового тока $p^+ - n$ перехода растет с частотой пропорционально $\sqrt{\omega}$ — аналогично собственным шумам линии с распределенными параметрами. При этом высокочастотные шумы вызваны внешним током и током насыщения, текущими через $p^+ - n$ переход в пропускном направлении. Отметим, что при прямом смещении стационарная концентрация дырок в n -области при стремлении x к нулю определяется суммой p_n и $\Delta p(x=0)$ — уравнение (8) при $V > 0$, — т.е. превышает p_n и не стремится к нулю (сплошная жирная кривая на рис. 6).

По аналогии с шумами линии с распределенными RC -параметрами (соотношение (25)) уравнение (45) может быть представлено в виде

$$S_{th}(\omega) = 2e(j + j_s) + 2e(j_s + j_{ph}) + 4e(j + j_s)(a - 1) = 2e(j + j_s) + 2e(j_s + j_{ph}) + 4kT(Y_a - Y). \quad (48)$$

Из уравнения (48) следует, что увеличение шумов прямого тока внешней цепи и прямого тока насыщения на высоких частотах коррелирует, как и в линии с распределенными параметрами, с величиной высокочастотной добавки к активной проводимости $p^+ - n$ перехода.

Часть дырок, инжектированных в n -область при протекании через $p^+ - n$ переход прямых токов и не успевших на высоких частотах продиффундировать вглубь n -области или рекомбинировать там, диффундируют к $p^+ - n$ переходу при его обратном смещении и возвращаются в p^+ -область. Таким образом, активная часть проводимости диода на высоких частотах увеличивается. При этом растут и высокочастотные шумы.

В термодинамически равновесных условиях (без облучения и при $V = 0$) в n -области $\Delta p(x) = 0$ и $p_n \neq f(x)$. Однако постоянная темновая концентрация дырок p_n на расстоянии диффузионной длины от области пространственного заряда, как известно, реализуется в результате термодинамического равновесия между

оттоком дырок в p^+ -область, обусловленным тянущим полем (они и образуют обратный ток насыщения) и таким же по величине и обратным по направлению диффузионным потоком дырок из сильнолегированной p^+ -области. Встречные токи компенсируются, но так как источниками шумов и прямого, и обратного токов насыщения являются флуктуации генерации, рекомбинации и диффузии тепловых дырок, происходящие именно в n -области, то они и проявляются в (44) и (45) в виде двух одинаковых шумовых токов.

В отсутствие облучения ($j_{ph} = 0$) и при нулевом смещении на $p^+ - n$ переходе спектральная плотность шумового тока диода в режиме короткого замыкания его внешней цепи при $\omega \ll 1/\tau_p$ согласно (29) и (44) выражается формулой Найквиста для тепловых шумов

$$S_{th}(\omega) = 4ej_s = \frac{4kT}{r},$$

справедливой для любого элемента электрической цепи с активным сопротивлением r , находящимся в тепловом равновесии с окружающей средой. Следовательно, дробовой шум, возникающий при диффузионно-рекомбинационном переносе неосновных носителей в $p^+ - n$ переходе, в термодинамически равновесных условиях проявляется на низких частотах как тепловой шум его активной проводимости. В то же время соотношение (37) показывает, как тепловые шумы диффузии вызывают дробовые шумы $p^+ - n$ перехода.

Как известно, причиной и дробовых, и тепловых шумов обычно является случайный характер диффузионного рассеяния, приводящий, например, к случайным направлениям и длинам свободного пробега носителей тока (тепловые шумы), а также обуславливающий случайность моментов времени, когда носители тока достигают потенциальных барьеров (дробовой шум тока) или рекомбинационных центров (дробовой шум рекомбинационных потоков) и т.д.

Таким образом, последовательный учет диффузионно-рекомбинационных процессов в полупроводниковом диоде позволяет не только рассчитать его предельные статические, динамические и шумовые характеристики, но и иллюстрирует единую природу тепловых и дробовых шумов.

Диффузионно-рекомбинационный перенос неосновных носителей тока обуславливает одинаковый эффективный вклад в шумовые токи от отдельных актов рекомбинации или генерации неосновных носителей, создающих ток во внешней цепи $p - n$ перехода независимо от удаленности места их прохождения от области пространственного заряда. Для обратного тока и фототока этот вывод следует непосредственно из согласования уровня шумов с дробовым шумом тока насыщения или фототока. Для прямых токов он является следствием равенства интегралов

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) d\left(\frac{x}{L_p}\right) = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{2a \pm 1}{L_p} x\right) d\left(\frac{2a \pm 1}{L_p} x\right)$$

при суммировании во внешней цепи локальных прямых токов рекомбинации или источников шумов.

Отметим, что соотношения (44) и (45) без j_{ph} , а также (47) и (48) были получены уже в работах Ван дер Зила. Наконец, в статье Л.Н. Неустроева и В.В. Осипова [18] показано, что спектральная плотность шумов обратно смещенного и облученного "длинного" $p - n$ перехода в частном случае экспоненциального уменьшения темпа фотогенерации с удалением от области объемного заряда и при $k_d = 1$ соответствует дробовым шумам суммарного тока, протекающего через $p - n$ переход.

6. "Короткий" $p^+ - n$ переход

Вывод предыдущего раздела о том, что на высоких частотах тепловые шумы полупроводникового $p^+ - n$ перехода при обратных смещениях и его фототопы обусловлены шумом диффузии неосновных носителей в n -области и совпадают с дробовыми шумами соответственно темнового тока или постоянной составляющей фототока, остается справедливым при любых соотношениях w/L_p . Указанное обстоятельство, по-видимому, способствует совпадению выводов из теории Ван дер Зила с многочисленными экспериментальными данными.

В этом разделе будет рассмотрен только так называемый "короткий" $p^+ - n$ переход с $w_s \ll L_p$. Такая структура характерна для тонкобазных полупроводниковых фотодиодов с малым продольным сопротивлением облучаемой n -области. Очевидно, что в "коротком" $p - n$ переходе диффузионные дырочные токи остаются одномерными. Однако при анализе тонкобазного $p^+ - n$ перехода необходимо учитывать поверхностную генерацию и рекомбинацию дырок на его не покрытой контактом поверхности, расположенной при $x = w_s$ и занимающей большую часть площади $p^+ - n$ перехода.

При $L/|\dot{L}_p| \ll 1$ из соотношения (18) следует:

$$\dot{Z}_{out,1}(x=L) = -RL \left(1 - \frac{L^2}{3\dot{L}_p^2}\right).$$

Если ограничить скорость рекомбинации на чувствительной поверхности разумным пределом $s \ll D_p/w_s$ или $w_s(R/R_1) \ll 1$ (при $D_p = 100 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $w_s = 10^{-4} \text{ см}$ скорость поверхностной рекомбинации s ограничивается величиной $10^6 \text{ см} \text{ с}^{-1}$), то при относительно низких частотах $\omega \ll 1/2\tau_{tr}(w_s)$ (или $w_s \ll |\dot{L}_p|$, см. рис. 4) получим

$$\dot{Z}_{in,2} = \frac{R}{(w_s - L)/\dot{L}_p^2 + R/R_1}. \quad (49)$$

Тогда соотношения, аналогичные (19)–(24), для "короткого" диода приобретают вид

$$i = -i_g \left[1 + \frac{L(w_s - L/2)}{\dot{L}_p^2} + L \frac{R}{R_1}\right]^{-1}, \quad (50)$$

$$\begin{aligned} \dot{u}_{ph,1}(x,L) &= i_g R x \left[1 - \frac{L(w_s - L/2) - x^2/6}{\dot{L}_p^2} - L \frac{R}{R_1}\right] \approx \\ &\approx i_g R x, \end{aligned} \quad (51)$$

$$\begin{aligned} \dot{u}_{ph,2}(x,L) &= i_g R L \left[1 - \frac{x(w_s - x/2) - L^2/6}{\dot{L}_p^2} - x \frac{R}{R_1}\right] \approx \\ &\approx i_g R L, \end{aligned} \quad (52)$$

$$\bar{i}^2 = \bar{i}_N^2 \left[1 - \frac{L(2w_s - L)}{L_p^2} - 2L \frac{R}{R_1} - \omega^2 \tau_{tr}^2(w_s) \frac{L^2(2w_s - L)^2}{w_s^4} \right], \quad (53)$$

$$i = \frac{e_g}{R} \left(\frac{w_s - L}{L_p^2} + \frac{R}{R_1} \right), \quad (54)$$

$$\bar{i}^2 = \frac{\bar{e}_N^2}{R^2} \left[\left(\frac{w_s - L}{L_p^2} + \frac{R}{R_1} \right)^2 + \omega^2 \tau_{tr}^2(w_s) \frac{4(w_s - L)^2}{w_s^4} \right]. \quad (55)$$

Стационарная вольт-амперная характеристика "короткого" диода выражается через $\dot{Z}_{in,2}$ (уравнение (49)) при $L = 0$:

$$i(x=0) = \frac{\dot{i}(x=0)}{\dot{Z}_{in,2}(L=0)} = \frac{V}{R} \left(\frac{w_s}{L_p^2} + \frac{R}{R_1} \right)$$

и с учетом ранее указанных соответствий между линией с распределенными параметрами и $p^+ - n$ переходом представляется в виде

$$\begin{aligned} j &= \frac{ep_n w_s}{\tau_p} \left(1 + \frac{s\tau_p}{w_s} \right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= ep_n \left(\frac{w_s}{\tau_p} + s \right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] = j_{ss} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (56)$$

Отметим, что принятое ограничение для скорости поверхностной рекомбинации $s \ll D_p/w_s$ не исключает случая, когда вольт-амперная характеристика "короткого" диода определяется только условиями на его поверхности ($j_{ss} \approx ep_n s$ при $s > w_s/\tau_p$).

Легко также убедиться (аналогично тому, как это сделано в разделе 5), что удельная — на 1 см^2 площади $p^+ - n$ перехода — дифференциальная проводимость "короткого" диода составляет

$$\begin{aligned} \dot{G} &= \frac{e}{kT} (j + j_{ss}) \left(1 + i\omega \frac{\tau_p}{1 + s\tau_p/w_s} \right) = \\ &= G \left(1 + i\omega \frac{\tau_p}{1 + s\tau_p/w_s} \right). \end{aligned} \quad (57)$$

Из соотношения (57) следует, что дифференциальная проводимость начинает увеличиваться с частотой при круговых частотах $\omega \approx (1 + s\tau_p/w_s)/\tau_p$. При стремлении s к нулю характеристическая частота, как и в случае "длинного" диода, $\omega = 1/\tau_p$. Однако с приближением s к величине D_p/w_s эта частота стремится уже к гораздо большему значению $1/2\tau_{tr}(w_s)$.

Распределение стационарной концентрации избыточных дырок в n -области при подаче на $p^+ - n$ переход смещения V задается соотношением, аналогичным (52) при $L = 0$:

$$\Delta p_{th}(x, V) = p_n \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \left[1 - \frac{x(w_s - x/2)}{L_p^2} - x \frac{s}{D_p} \right]. \quad (58)$$

Из уравнений (56) и (58) следует, что при введенных ранее ограничениях на w_s и s избыточная концентрация темновых дырок по всей n -области мало отличается от значения $p_n [\exp(eV/kT) - 1]$. Поэтому при прямых смещениях темп рекомбинации по всему объему n -об-

ласти близок к

$$\frac{p_n [\exp(eV/kT) - 1]}{\tau_p} w_s,$$

а на поверхности — к

$$p_n s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right].$$

При обратных смещениях на $p^+ - n$ переходе $\Delta p(x) \approx -p_n$, темновой ток, собираемый из объема n -области, составляет $(p_n/\tau_p)w_s$, а ток, собираемый с поверхности, равен $p_n s$.

Для определения фототока $p^+ - n$ перехода при локальном облучении n -области узкой полоской (проецируемой на расстоянии $L \leq w_s$ от границы с областью пространственного заряда и параллельной этой границе) с интенсивностью генерации электронно-дырочных пар g ($\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$) достаточно в уравнении (50) вместо i_g подставить $eg\Delta L$.

При $\omega \ll 1/2\tau_{tr}(w_s)$ модуль фототока при локальном облучении определяется выражением

$$\begin{aligned} |j_{ph}| &= eg\Delta L \left[1 - \frac{L(w_s - L/2)}{L_p^2} - L \frac{s}{D_p} \right] \times \\ &\times \left[1 + \omega^2 \frac{L^2(2w_s - L)^2}{4D_p^2} \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (59)$$

При этом соотношения (51) и (52) после замены $i_g R$ на $g\Delta L/D_p$ выражают распределения избыточной концентрации фотодырок в n -области $\Delta p_{ph,1}(x, L)$ и $\Delta p_{ph,2}(x, L)$ соответственно (сплошная кривая на рис. 7).

Рассчитаем также плотность низкочастотного (при $\omega \ll 1/2\tau_{tr}(w_s)$) фототока во внешней цепи диода при равномерной фотогенерации носителей с интенсивностью g по всему объему "короткой" n -области. Она составляет

$$\begin{aligned} j_{ph} &= -eg \int_0^{w_s} \left[1 - \frac{L(w_s - L/2)}{L_p^2} - L \frac{s}{D_p} \right] dL = \\ &= -egw_s \left[1 - \frac{w_s^2}{3L_p^2} - \frac{w_s s}{2D_p} \right] \end{aligned}$$

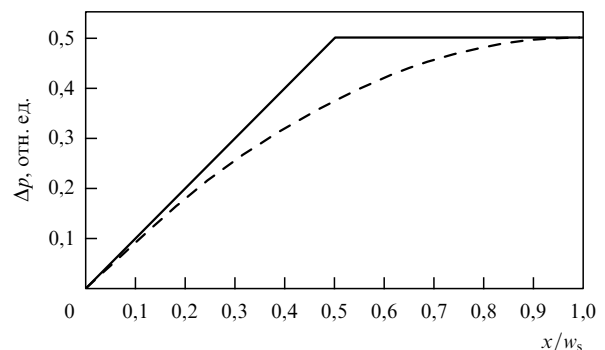


Рис. 7. Распределение стационарных концентраций фотодырок в n -области "короткого" $p^+ - n$ перехода (потери на объемную и поверхностную рекомбинацию не учитывались). Сплошная кривая — концентрации фотодырок $\Delta p_{ph,1}(x, L = w_s/2)$ и $\Delta p_{ph,2}(x, L = w_s/2)$ при локальном облучении в точке $x = w_s/2$ в единицах $g w_s \Delta L / D_p$. Штриховая кривая — концентрация фотодырок $\Delta p_{ph}(x)$ при однородном облучении в единицах $g w_s^2 / D_p$.

или

$$|j_{ph}| = egw_s \left[1 - \frac{w_s^2}{3L_p^2} - \frac{w_s s}{2D_p} \right] \left[1 + \omega^2 \left(\frac{w_s^2}{3D_p} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (60)$$

При этом распределение концентрации фотодырок в "коротком" диоде (штриховая линия на рис. 7) представляется в виде

$$\begin{aligned} \Delta p_{ph}(x) &= \int_0^x \Delta p_{ph,2}(x, L) dL + \int_x^{w_s} \Delta p_{ph,1}(x, L) dL = \\ &= \frac{g}{D_p} x \left(w_s - \frac{x}{2} \right) \left[1 - \frac{8w_s^3 + 12w_s x^2 - 15x^3}{12L_p^2(w_s - x)} - \right. \\ &\left. - \frac{s}{D_p} \frac{w_s^2}{2w_s - x} \right] \approx \frac{g}{D_p} x \left(w_s - \frac{x}{2} \right). \end{aligned} \quad (61)$$

В отличие от шумов встречных токов насыщения, рассмотренных в предыдущем разделе, источники шумов при поверхностной генерации и рекомбинации не содержатся в эквивалентной линии с распределенными параметрами. Далее предполагается, что генерация неосновных носителей с поверхностных уровней при обратном смещении p⁺-n перехода и их рекомбинация через поверхностные уровни при прямом смещении или облучении также сопровождаются дробовым шумом.

В таблице приведены вычисленные в соответствии с соотношениями (9), (10), (53), (55), (59), (60) выражения для низкочастотного фототока, его дробовых шумов и отдельных составляющих фотозумов "короткого" диода, обусловленных ослабленными шумами потока фотонов, а также шумами объемной и поверхностной рекомбинации.

При расчете шумов объемной рекомбинации необходимая точность обеспечивается при использовании приближенных соотношений (51), (52) и (61). Влиянием шумов диффузии в "коротком" диоде на низких частотах вообще можно пренебречь: коэффициент передачи диффузионных флуктуаций локальной концентрации во внешнюю цепь в "коротком" диоде при s → 0 уменьшается в (w_s/L_p)² раз, что обусловлено уменьшением расстояния, на котором происходят рекомбинация и тепловая генерация дырок в n-области (по сравнению с диффузионной длиной в "длинном" диоде).

В принятых приближениях низкочастотный фотоиндуцированный шум диода при k_d = 1 всегда соответствует дробовым шумам постоянной составляющей фототока. При k_d > 1 спектральная плотность ослабленных шумов фотогенерации возрастает в k_d раз.

Очевидно, что в низкочастотном диапазоне шумы темнового тока также определяются соотношением для дробовых шумов

$$S_{th}(\omega) = 2e^2 p_n \left(\frac{w_s}{\tau_p} + s \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} - 1 \right). \quad (62)$$

На высоких частотах ω ≫ 1/2τ_{tr}(w_s) или

$$w_s \gg |\dot{L}_p| = \sqrt{\frac{2D_p}{\omega}} \left| \frac{1}{1+i} \right| = \sqrt{\frac{D_p}{\omega}}$$

(см. рис. 4) собирание фототока, тепловых и фотоиндуцированных шумов в "коротком" диоде определяется ранее приведенными соотношениями для "длинного" диода (19), (22)–(24). Модуль локального фототока можно представить в виде

$$|j_{ph}| = \left| -eg\Delta L \exp \left(-\frac{L}{L_p} \right) \right| = eg\Delta L \exp \left(-\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)} \right), \quad (63)$$

а спектральная плотность ослабленных шумов фотогенерации, приведенных к внешней цепи, равна

$$S_{w,ph}(\omega) = 2e^2 g\Delta L k_d \exp \left(-2\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)} \right). \quad (64)$$

Чтобы не усложнять текст громоздкими вычислениями, рассмотрим сначала более простой случай "короткого" диода без объемной и поверхностной рекомбинации. Это приближение соответствует [7] и согласно (59), (60) имеет место при L ≪ w_s. В отсутствие рекомбинации концентрация фотодырок описывается упрощенными соотношениями (51), (52) и (61), а собственные фотоиндуцированные шумы p⁺-n перехода (шумы диффузии, приведенные к внешней цепи) составляют

$$\begin{aligned} S_{s,ph}(\omega) &= \int_0^L 4 \frac{g\Delta L x}{D_p^2} e^2 \omega D_p \exp \left(-\frac{2ax}{L_p} \right) dx + \\ &+ \int_L^{w_s} 4 \frac{g\Delta L L}{D_p^2} e^2 \omega D_p \exp \left(-\frac{2ax}{L_p} \right) dx \approx \\ &\approx 2e^2 g\Delta L \left[1 - \exp \left(-2\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (65)$$

При ω ≫ 1/2τ_{tr}(L) в "коротком" диоде коэффициент пересчета диффузионных флуктуаций концентрации дырок в токи равен e²ωD_p, как и в "длинном" диоде.

Таблица. Фототоки и спектральные плотности шумов "коротких" p⁺-n переходов на низких частотах (ω ≪ 1/2τ_{tr}(w_s))

Тип облучения	Модуль фототока j _{ph}	Спектральные плотности шумов во внешней цепи p ⁺ -n переходов			
		Дробового шума фототока	Ослабленных шумов излучения	Шумов объемной рекомбинации	Шумов поверхностной рекомбинации
Полоска с координатой L ≪ w _s	egΔL [1 - L(2w _s - L) / (2L _p ²) - Ls / D _p]	2e ² gΔL [1 - L(2w _s - L) / (2L _p ²) - Ls / D _p]	2e ² gΔLk _d × [1 - L(2w _s - L) / (L _p ²) - 2Ls / D _p]	2e ² gΔL L(2w _s - L) / (2L _p ²)	2e ² gΔL Ls / D _p
Равномерное	egw _s [1 - w _s ² / (3L _p ²) - w _s s / (2D _p)]	2e ² gw _s [1 - w _s ² / (3L _p ²) - w _s s / (2D _p)]	2e ² gw _s k _d [1 - 2w _s ² / (3L _p ²) - w _s s / (2D _p)]	2e ² g w _s ³ / (3L _p ²)	2e ² g w _s ² s / (2D _p)

Здесь возможны два предельных случая.

1) $\omega\tau_{tr}(L) \ll 1$, расстояние от полоски излучения до области пространственного заряда много меньше w_s . В этом случае

$$\begin{aligned} |j_{ph}| &= eg\Delta L(1 - \sqrt{\omega\tau_{tr}(L)}) \approx eg\Delta L, \\ S_{w,ph}(\omega) &= 2e^2g\Delta Lk_d(1 - 2\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)}) \approx 2e^2g\Delta Lk_d, \\ S_{s,ph}(\omega) &= 2e^2g\Delta L2\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)} \ll 2e^2g\Delta L; \end{aligned}$$

фототок и фотоиндуцированные шумы, обусловленные ослабленными шумами излучения, оказываются практически такими же, как на низких частотах.

2) $\omega\tau_{tr}(L) \gg 1$:

$$\begin{aligned} |j_{ph}| &= \frac{eg\Delta L}{\exp(\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)})} \ll eg\Delta L, \\ S_{w,ph}(\omega) &= \frac{2e^2g\Delta Lk_d}{\exp(2\sqrt{\omega\tau_{tr}(L)})} \ll 2e^2g\Delta L, \\ S_{s,ph}(\omega) &\approx 2e^2g\Delta L. \end{aligned}$$

При $k_d = 1$ фотоиндуцированные шумы "короткого" $p^+ - n$ перехода без потерь на рекомбинацию в низкочастотном и высокочастотном диапазонах равны дробовым шумам постоянной составляющей фототока. При $k_d > 1$ имеется два плато шумов, причем на низкочастотном плато спектральная плотность в k_d раз больше. Эти результаты согласуются с выводами [7].

Для оценки влияния объемной и поверхностной рекомбинации в "коротком" $p^+ - n$ переходе интерес представляет случай $\omega\tau_{tr}(L) \gg 1$. Тогда вторым интегралом в (65) можно пренебречь, и с учетом соотношения (51) получаем

$$\begin{aligned} S_{s,ph}(\omega) &= \int_0^L 4 \frac{g\Delta Lx}{D_p^2} \left\{ x \left[1 - \frac{L(w_s - L/2)}{L_p^2} - \frac{Ls}{D_p} \right] + \frac{x^3}{3L_p^2} \right\} \times \\ &\times e^2\omega D_p \exp\left(-\frac{2ax}{L_p}\right) dx = \\ &= 2e^2g\Delta L \left[1 - \frac{L(w_s - L/2)}{L_p^2} - \frac{Ls}{D_p} \right]. \end{aligned} \quad (66)$$

При наличии объемной и поверхностной рекомбинации фотоиндуцированные шумы "короткого" $p^+ - n$ перехода при его локальном облучении остаются в высокочастотном диапазоне ($\omega \gg 1/2\tau_{tr}(w_s)$) белыми и по-прежнему соответствуют дробовым шумам постоянной составляющей фототока.

Аналогичная ситуация возникает при равномерном облучении "короткого" $p^+ - n$ перехода. Точно так же и высокочастотный тепловой шум при обратном смещении $p^+ - n$ перехода является белым и выражается уравнением (62).

Таким образом, для "короткого" $p^+ - n$ перехода остаются справедливыми основные выводы относительно физических источников и механизма формирования шумовых токов, сформулированные для "длинных" диодов, только с учетом значительного уменьшения времени пролета неосновных носителей от места их генерации до области пространственного заряда. При этом наличие поверхности, находящейся на расстоянии от области пространственного заряда, меньшем диффузионной длины, не препятствует возникновению при

$k_d = 1$ белого спектра шумов диода, если генерация и рекомбинация носителей тока на поверхности являются пуассоновскими процессами.

И в "длинных", и в "коротких" $p^+ - n$ переходах на низких частотах шумы тепловой и фотогенерации неосновных носителей тока, ослабленные из-за объемной и поверхностной рекомбинации, складываются с возникающими в $p^+ - n$ переходе шумами токораспределения. Это приводит к появлению во внешней цепи $p^+ - n$ перехода дробовых шумов темного тока и (при равном единице коэффициенте вырождения излучения k_d) постоянной составляющей фототока. На высоких частотах спектральная плотность шумов во внешней цепи обратносмещенного $p^+ - n$ перехода 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_d раз, однако высокочастотные шумы при этом не изменяются.

По-видимому, ситуация не изменится и при наличии $n - p^+$ контакта к "короткой" n -области, если дырочный ток через контакт сопровождается дробовым шумом. Однако влияние контактов различного типа на шумовые характеристики "коротких" $p^+ - n$ переходов (даже при малой площади контакта по сравнению с площадью $p^+ - n$ перехода) требует дополнительного рассмотрения.

7. Заключение

Рассчитаны координатные и частотные зависимости фотоиндуцированных шумов в полупроводниковых $p^+ - n$ переходах с учетом объемной и поверхностной рекомбинации фотоносителей, генерированных при локальном облучении в электрически нейтральной n -области.

Установлено, что в полупроводниковых $p^+ - n$ переходах физическими источниками шумов токораспределения являются флуктуации локальных темпов рекомбинации и диффузии дырок, образующих при диффузионном растекании их от места генерации в n -области стационарные профили распределения.

Установлен физический механизм формирования в полупроводниковых $p^+ - n$ переходах высокочастотных тепловых и фотоиндуцированных шумов, равных дробовым шумам темного тока и постоянной составляющей фототока соответственно. Такие шумы возникают при линейном возрастании концентрации дырок (фотодырки) от области пространственного заряда вглубь n -области и обусловлены взаимной компенсацией частотных зависимостей диффузионных шумовых токов и эффективной длины собирания шумов из n -области.

Если фотоиндуцированные шумы на низких частотах близки к преобразованным $p^+ - n$ переходом шумам излучения, то на высоких частотах фотоиндуцированные шумы формируются в самом $p^+ - n$ переходе после поглощения излучения.

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

Понимание природы источников и механизма формирования собственных шумов представляется необходимым для физического проектирования малошумящих полупроводниковых структур, в том числе многослойных. И тем более удивительно, что в течение полувек после публикаций Ван дер Зила при неизменно растущем интересе 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 А.М. Филачеву за предоставленные возможности для исследовательской работы и М.А. Трищенко за полезные обсуждения.

Список литературы

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. Electronica* **4** 121 (1959)
6. Рабинович А И *ЖЭТФ* **54** 239 (1968)
7. Рабинович А И *ФТП* **3** 424 (1969)
8. Рабинович А И, Трищенко М А, Авт. свид. СССР № 1348241/26-25 с приоритетом от 9.07.1969
9. Van der Ziel A *Proc. IRE* **43** 1639 (1955)
10. Van der Ziel A *Proc. IRE* **45** 1011 (1957)
11. Ван дер Зил А *Флуктуационные явления в полупроводниках* (М.: ИЛ, 1961)
12. Козел С М, Колачевский Н Н, Ногинов А М *Радиотехника и электроника* **11** 1616 (1966)
13. Shockley W *Bell Syst. Tech. J.* **28** 435 (1949)
14. Букингем М *Шумы в электронных приборах и системах* (М.: Мир, 1986) с. 75
15. Пикус Г Е *Основы теории полупроводниковых приборов* (М.: Наука, 1965)
16. Buckingham M J, Foulkner E A *Radio Electron. Eng.* **44** 125 (1974)
17. Робинсон Ф Н Х *Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях* (М.: Атомиздат, 1980)
18. Неустроев Л Н, Осипов В В *ФТП* **15** 2186 (1981)

Photoinduced and thermal noises in semiconductor p–n junctions

I.I. Taubkin

State Research Center of Russian Federation, Federal State Unitary Enterprise "Research, Development, and Production Center "Orion",
ul. Kosinskaya 9, 111538 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 374-9400. Fax (7-495) 368-8080, (7-495) 373-6862
E-mail: root@orion.extech.ru

A brief literature review on the theory of thermal and photoinduced noises in semiconductor p–n junctions is given, and the coordinate and frequency dependences of photoinduced noises in a p⁺–n junction irradiated locally in its n region are calculated. Unlike vacuum tubes, where the physical sources of current distribution noise are still unknown, it is established that in p⁺–n junctions, fluctuations in the local hole recombination and diffusion rates in the n-region give rise to noises. White high-frequency spectra of thermal and photoinduced noises arise when the hole concentration increases linearly away from the space charge region and are due to the fact that the diffusion noise currents and the effective length for collecting noise from the n-region compensate each other in terms of frequency dependence.

PACS numbers: **72.70.+m**, **85.30.-z**, **85.60.Dw**

Bibliography — 18 references

Received 2 June 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (12) 1321–1339 (2006)

Physics–Uspekhi **49** (12) (2006)