

Министерство образования Российской Федерации

Владимирский государственный университет

В.Н. УСТЮЖАНИНОВ, Т.Н. ФРОЛОВА

## **НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Учебное пособие

*Рекомендовано УМО по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 551100-проектирование и технология электронных средств и специальностям 200800-проектирование и технология радиоэлектронных средств и 220500-проектирование и технология электронно-вычислительных средств.*

Владимир 2002

УДК [537.312.5+537.36](075.8)

ББК 22.379.2 я73

У79

Рецензенты:

Заслуженный деятель науки и техники РФ, доктор технических наук,  
профессор кафедры измерительно-вычислительных комплексов  
Ульяновского государственного технического университета

*Л.И. Волгин*

Доктор технических наук, профессор Таганрогского государственного  
радиотехнического университета

*Д.А. Сеченов*

Печатается по решению редакционно-издательского совета  
Владимирского государственного университета.

**Устюжанинов В.Н., Фролова Т.Н.**

У79 Нестационарные и релаксационные процессы в полупроводниках:  
Учеб. пособие / Владим. гос. ун-т; Владимир, 2002. 124 с.  
ISBN 0-00000-000-0

Рассматриваются нестационарные и релаксационные процессы в полупроводниках при воздействиях режимных (перепады токов и напряжений) и внешних (импульсные излучения оптического и гамма-рентгеновского диапазонов) факторов. На примерах решения краевых задач нестационарной электропроводности изучается методология получения расчетных оценок амплитудно-временных характеристик импульсов переходных токов и напряжений.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению 551100 и специальностям 200800, 220500 при изучении дисциплин “Физические основы микроэлектроники”, “Математическое моделирование в микроэлектронике”.

Табл. 3. Ил. 39. Библиогр.: 14 назв.

УДК [537.312.5+537.36](075.8)

ББК 22.379.2 я73

ISBN 0-00000-000-0

© Владимирский государственный  
университет, 2002

© Устюжанинов В.Н., Фролова Т.Н.,  
2002

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |  |
|--|--|
| Введение.....  |  |
| Глава 1. Физические процессы в $p-n$ переходах.....  |  |
| 1.1. Распределение концентраций носителей заряда.....                                      |  |
| 1.2. Вольтамперная характеристика $p-n$ перехода.....                                      |  |
| 1.3. Вольтамперная характеристика реального диода при обратном смещении.....               |  |
| 1.4. Вольтамперная характеристика реального диода при прямом смещении.....                 |  |
| 1.5. Барьерная емкость $p-n$ перехода.....   |  |
| 1.6. Контрольные задания.....  |  |
| 1.7. Задачи и упражнения.....  |  |
| Глава 2. Нестационарные процессы в $p-n$ переходах.....                                    |  |
| 2.1. Физические основы работы полупроводниковых диодов в нестационарных режимах.....       |  |
| 2.2. Постановка краевых задач.....   |  |
| 2.3. Контрольные задания.....  |  |
| 2.4. Вопросы для тестирования.....   |  |
| Глава 3. Нестационарные процессы в $p-n$ переходах в режимах переключения.....             |  |
| 3.1. Переключение диода из режима постоянного прямого тока в режим обратного смещения..... |  |
| 3.2. Переключение диода из режима прямого тока в нейтральное состояние.....                |  |
| 3.3. Переходные процессы в $p-n$ переходах при воздействии импульса прямого тока.....      |  |
| 3.4. Контрольные задания.....  |  |

|  |  |
|--|--|
| 3.5. Задачи и упражнения.....  |  |
| 3.6. Вопросы для тестирования.....   |  |
| Глава 4. Взаимодействие квантовых излучений с<br>полупроводником.....  |  |
| 4.1. Электропроводность полупроводников.....   |  |
| 4.2. Механизмы взаимодействия излучений с<br>полупроводником.....  |  |
| 4.3. Контрольные задания.....  |  |
| 4.4. Задачи и упражнения.....  |  |
| 4.5. Вопросы для тестирования.....   |  |
| Глава 5. Нестационарные и релаксационные эффекты<br>импульсного облучения полупроводников.....               |  |
| 5.1. Нестационарные процессы в фоторезисторах.....   |  |
| 5.2. Релаксационные процессы в <i>p-n</i> переходах при<br>воздействии импульсов ионизирующих излучений..... |  |
| 5.3. Контрольные задания.....  |  |
| Заключение.....  |  |
| Библиографический список.....  |  |

## ВВЕДЕНИЕ

Нестационарные процессы в однородных и неоднородных (с  $p$ - $n$  переходом) полупроводниках в значительной мере определяют показатели качества электронных средств передачи, хранения, преобразования и обработки информации. В основе таких процессов лежит изменение концентрации неравновесных неосновных носителей в полупроводниках по координате и во времени, обусловленное воздействием режимных (ступенчатое изменение прямого тока, напряжения смещения) или внешних (импульсное излучение оптического или гамма-рентгеновского диапазонов) факторов. Сопутствующие таким воздействиям перераспределения концентраций неосновных носителей сопровождаются генерацией переходных токов и напряжений в элементах микросхем, оптоэлектроники, интегральной оптики. Это может послужить причиной искажений информационных и формирования ложных сигналов. Количественная оценка параметров нестационарных эффектов возможна только при установлении законов изменения концентрации неосновных носителей во время и после воздействия режимных или внешних факторов, что вызывает необходимость постановки и решения соответствующих краевых задач. Постановка задачи предусматривает составление дифференциального уравнения, формализацию начального и граничных условий. Многообразие вариантов сочетаний различных дифференциальных уравнений, начальных и граничных условий определяет множество типов различных краевых задач и объясняет существование проблемы поиска эффективных решений типовых задач.

В учебном пособии рассматриваются физические процессы в полупроводниках при воздействии режимных и внешних факторов, постановка и решение краевых задач, адекватно отражающих сущность физических процессов, методика расчета переходных токов и напряжений в  $p$ - $n$  переходах.

## Глава 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В $p$ - $n$ ПЕРЕХОДАХ

Переходы  $p^+$ - $n$ ,  $p$ - $n$ ,  $n^+$ - $p$ ,  $n$ - $p$  типов являются основой полупроводниковых диодов, биполярных транзисторов и микросхем. Физические процессы в  $p$ - $n$  переходах в стационарных и переходных режимах обуславливают, наряду с процессами в относительно низколегированных (базовых) областях, особенности амплитудно-временных характеристик переходных токов и напряжений. Изучение закономерностей их протекания является предметом длительных исследований, выполняемых с целью совершенствования статических и динамических электрических параметров полупроводниковых приборов и микросхем. Методы исследований включают феноменологический анализ явлений в  $p$ - $n$  переходах, математическое моделирование стационарных и нестационарных процессов, экспериментальную проверку результатов.

### 1.1. Распределение концентраций носителей заряда

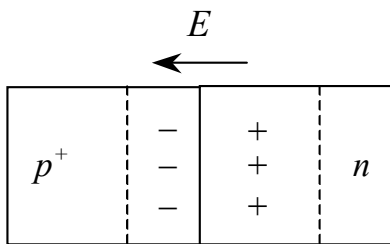


Рис. 1.1. Структура  $p^+$ - $n$  перехода

Обобщенная модель  $p^+$ - $n$  перехода представлена на рис. 1.1. Области  $p^+$  и  $n$ -типов, расположенные слева и справа от границы раздела, формируются различными способами: диффузией, ионной имплантацией и др. В идеальном случае концентрации акцепторных  $N_a$  и донорных  $N_d$  примесей должны быть постоянными в пределах каждой области, изменяясь скачкообразно на металлургической границе раздела областей. Такие  $p^+$ - $n$  переходы называются резкими, для них характерно значительное, примерно на два порядка, преобладание концентрации одного типа над другим.

Резкий переход  $p^+$ - $n$  типа с высокой концентрацией акцепторных примесей  $N_a \gg N_d$  отличается превышением концентрации дырок  $p_p$ -основных носителей в  $p^+$ -области над концентрацией электронов  $n_n$ -основных носителей в  $n$ -области. При таких условиях формирование границы раздела областей будет сопровождаться диффузией дырок из  $p^+$ -области в  $n$ -область, где концентрация их на несколько порядков ниже, и соответственно диффузией электронов из  $n$ -области в  $p^+$ -область.

Вследствие этого в приконтактных областях  $p^+$  и  $n$ -типов формируются объемные заряды отрицательных ионов в  $p^+$ -области и положительных ионов донорных примесей в  $n$ -области, равные по величине. Из-за существенного различия концентраций  $N_a \gg N_d$  формируются области

локализации зарядов различной толщины вблизи границы раздела (рис. 1.2). Приконтактные объемные заряды обуславливают электрическое поле, направленное от  $n$ -области к  $p^+$ -области. Характеристики поля: потенциал  $V$  – работа, которую необходимо совершить для перемещения единичного положительного заряда из точки с нулевым потенциалом (поверхность земли) в данную точку против действия сил поля; напряженность, определяемая градиентом потенциала,  $E = -dV/dx$ .

Определенная направленность приконтактного электрического поля вызывает торможение процессов диффузионного перемещения основных носителей и появление дрейфовых токов неосновных носителей, направленных противоположно диффузионным токам основных носителей. В состоянии равновесия при отсутствии внешнего смещения компоненты диффузионных и дрейфовых токов равны по величине и противоположны по направлению, что приводит к равенству нулю результирующего тока через  $p^+$ - $n$  переход. На рисунках представлены распределения концентраций основных и неосновных носителей (рис. 1.3) и плотности объемного заряда  $\rho$  (рис. 1.4) в  $p^+$  и  $n$ -областях, зависимости напряженности электрического поля в приконтактных областях (рис. 1.5), зонная диаграмма  $p^+$ - $n$  перехода (рис. 1.6).

Концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне невырожденного примесного полупроводника определяются выражениями

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - F}{kT}}, \quad p = N_v e^{-\frac{F - E_v}{kT}}, \quad (1.1)$$

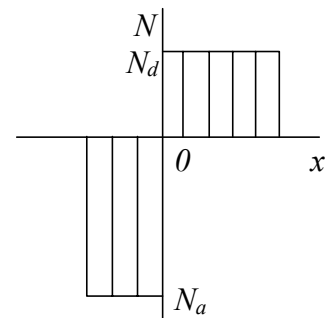


Рис. 1.2. Распределение концентраций ионизированных атомов примесей у границы раздела

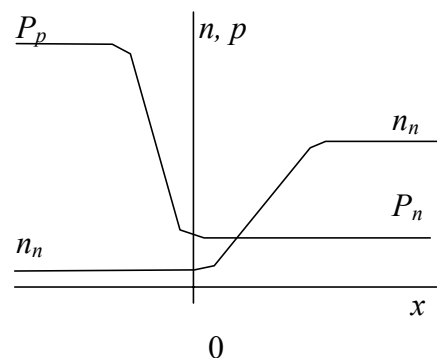


Рис. 1.3. Распределение концентраций носителей заряда в  $p^+$  и  $n$ -областях

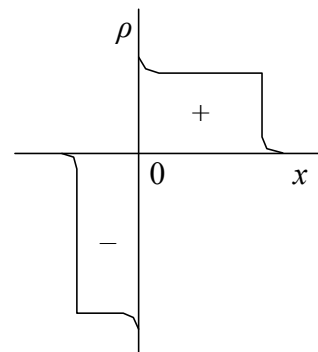


Рис. 1.4. Распределение плотностей объемного заряда

где  $N_c, N_v$  - эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, для кремния

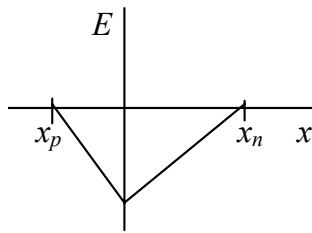


Рис. 1.5. Распределение напряженности электрического поля в  $p$  и  $n$ -областях

$N_c = 2,8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ,  $N_v = 1,02 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ;  
 $E_c$  - энергия дна зоны проводимости;  
 $E_v$  - энергия потолка валентной зоны;  
 $F$  - энергия уровня Ферми;  $k$  - постоянная Больцмана,  $k = 8,65 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ;  
 $T$  - абсолютная температура, К.

В соответствии с (1.1) концентрация электронов в зоне проводимости беспримесного (собственного) полупроводника равна концентрации дырок в валентной зоне

$$n_i = p_i = N_c e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_i - E_v}{kT}}, \quad (1.2)$$

где  $E_i$  - энергия середины запрещенной зоны.

Энергию любого уровня можно выразить через потенциал  $V$  электрического поля  $E = -q \cdot V > 0$ ,  $F = -q \cdot V_F > 0$ , где  $q$  - заряд электрона.

Это позволяет определить концентрации свободных носителей в примесных полупроводниках в виде

$$n = n_i e^{\frac{F - E_i}{kT}} = n_i e^{\frac{V_i - V_F}{\Phi_T}}, \quad p = p_i e^{\frac{V_F - V_i}{\Phi_T}}, \quad (1.3)$$

где  $\Phi_T = \frac{kT}{q}$  - температурный потенциал.

Используя выражения (1.3), определим концентрации основных носителей за пределами слоя объемного заряда в  $p^+$  и  $n$ -областях

$$p_p = n_i e^{\frac{V_F - V_p}{\Phi_T}}, \quad (1.4)$$

$$n_n = n_i e^{\frac{V_n - V_F}{\Phi_T}}, \quad (1.5)$$

где  $V_p$  и  $V_n$  - потенциалы середины запрещенной зоны для областей  $p^+$  и  $n$ -типа.

Из рис. 1.6 следует, что в переходной области  $p^+ - n$  перехода происходит изгиб энергетических уровней на величину



$\Delta E_{\text{к}} = E_{c.p} - E_{c.n} = E_{\nu.p} - E_{\nu.n} = qV_{\text{к}}$ , называемую высотой потенциального барьера. Величина  $V_{\text{к}} = \frac{\Delta E_{\text{к}}}{q} = \frac{F_n - F_p}{q}$  - контактная разность потенциалов. Ее можно выразить через равновесные концентрации электронов и дырок, используя выражения для  $p_p$  и  $n_n$

$$V_{\text{к}} = \Phi_T \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} = \Phi_T \ln \frac{n_p}{n_n} = \Phi_T \ln \frac{p_n}{p_p}. \quad (1.6)$$

Из (1.6) следует

$$p_n = p_p e^{\frac{V_{\text{к}}}{\Phi_T}}, \quad n_p = n_n e^{\frac{V_{\text{к}}}{\Phi_T}}. \quad (1.7)$$

Выражения (1.2) - (1.7) отражают взаимосвязи между характеристиками переходной области - контактной разностью потенциалов  $V_{\text{к}}$ , высотой потенциального барьера  $\Delta E$  и равновесными концентрациями основных и неосновных носителей  $p^+$  и  $n$ -областях.

## 1.2. Вольтамперная характеристика $p$ - $n$ перехода

Равновесные концентрации основных носителей в  $p^+$  и  $n$ -областях определяют свойства перехода при подаче на него внешнего смещения. Прямое смещение происходит, когда электрическое поле, создаваемое внешним источником, направлено навстречу полю в переходной области. При этом потенциальный барьер уменьшится, что приведет к нарушению равновесия, появлению неравновесных токов основных носителей через границу раздела областей. Следствием этого будет нарушение условий электронейтральности вблизи границы и перемещение равного числа основных носителей из периферийных областей к границе перехода в каждой области.

За время, равное времени жизни, инжектированные в  $p^+$  и  $n$ -области неосновные носители успевают переместиться вглубь полупроводника на расстояния, значительно превышающие толщину слоя объемного заряда. Выполнение условий электронейтральности во всех областях приводит к специфическому закону распределения неосновных носителей  $p^+$  и  $n$ -областях, рис. 1.7. Увеличение прямого смещения будет сопровождаться

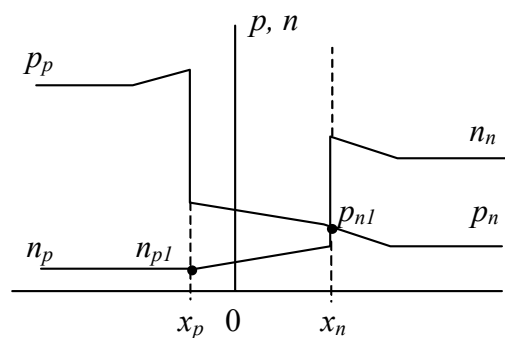


Рис. 1.7. Распределение концентраций носителей при прямом смещении

возрастанием инжекционных токов через переход (рис. 1.8).

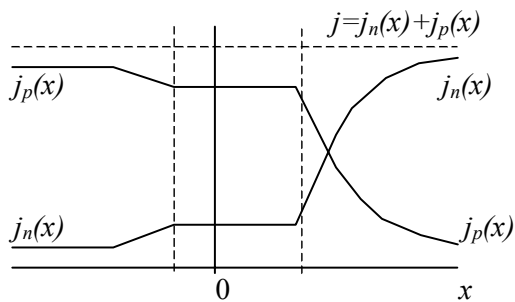


Рис. 1.8. Распределение токов через  $p$ - $n$  переход при прямом смещении

Обратное смещение  $p^+$ - $n$  перехода, когда внешнее и внутреннее электрические поля совпадают по направлению, вызывает увеличение высоты потенциального барьера, а инжекционные токи через переход соответственно уменьшаются.

Для количественной оценки прямого и обратного токов через  $p^+$ - $n$  переход необходимо установить

закон изменения концентрации неосновных носителей на границе области объемного заряда при изменениях напряжения смещения. С целью упрощения анализа рассматривается одномерная модель с равномерным распределением примесей по толщине полубесконечных  $p^+$  и  $n$ -областей. При этих условиях считается, что на границе раздела концентрация примеси скачком уменьшается до нуля, все внешнее напряжение приложено к переходу вследствие малого сопротивления  $p^+$  и  $n$ -областей.

Для малых уровней инжекции, т.е. малых напряжениях внешнего смещения, плотности токов неосновных носителей

$$j_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.8)$$

где  $j_p$ ,  $j_n$  – плотность дырочного и электронного токов через переход;  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  – подвижности дырок и электронов соответственно;  $D_p$ ,  $D_n$  – коэффициенты диффузии дырок и электронов;  $E$  – напряженность электрического поля;  $p$ ,  $n$  – концентрации неосновных носителей.

Уравнения (1.8) содержат диффузионную и дрейфовую компоненты тока через переход. **Дрейфовая** составляющая возникает, если существует электрическое поле с напряженностью  $E$  в полупроводнике. В этом случае наряду с тепловым хаотическим движением электронов появляется упорядоченное движение в направлении, противоположном вектору напряженности поля. Это упорядоченное перемещение характеризуют средней скоростью дрейфа. Для ее определения необходимо учесть среднее ускорение электрона в электрическом поле  $a = qE/m_n$ , где  $m_n$  – эффективная масса электрона. Средняя скорость дрейфа электронов  $v_{др} = a\tau_{c.n}$ , где  $\tau_{c.n}$  – среднее время свободного пробега электрона между взаимодействиями с другими электронами, дырками и узлами решетки.

Для количественной оценки взаимосвязи средней скорости дрейфового движения электронов с напряженностью электрического поля вводится понятие подвижности

$$v_{др} = \mu_n E,$$

где  $\mu_n = l\tau_{c.n}/m_n$  - подвижность электронов,  $l$  – длина свободного пробега носителей.

Плотность дрейфовой составляющей тока электронов

$$j_{n.др} = qn v_{др},$$

а удельная объемная проводимость, обусловленная дрейфовым переносом электронов,

$$\sigma_n = \frac{j_{n.др}}{E} = qn \frac{v_{др}}{E} = qn\mu_n.$$

Второе слагаемое в уравнениях (1.8) характеризует диффузионную составляющую тока, протекающего через  $n$ -область  $p^+ - n$  структуры.

**Диффузионный** ток возникает при неравномерном пространственном распределении концентрации носителей заряда в пределах некоторой области. Такая ситуация характерна для  $p^+$  и  $n$ -областей рассматриваемой структуры, рис. 1.7. Плотности диффузионных токов электронов  $j_{n.диф}$  и дырок  $j_{p.диф}$  пропорциональны градиентам концентраций

$$j_{n.диф} = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{p.диф} = -qD_p \frac{dp}{dx},$$

где  $D_n, D_p$  - коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые определяются из соотношений Эйнштейна

$$D_n = \frac{kT}{l} \mu_n, \quad D_p = \frac{kT}{l} \mu_p.$$

При комнатной температуре и относительно малой концентрации примесей для кремния  $D_n = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $D_p = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Отрицательный знак отражает противоположные направления векторов плотности тока дырок и градиента их концентрации. В общем случае взаимные направления векторов:



Векторы плотности дрейфовых токов совпадают по направлению с векторами напряженности электрического поля.

При малом уровне инжекции, соответствующему малым напряжениям внешнего смещения, дрейфовая составляющая тока перехода значительно меньше диффузионной, что позволяет представить (1.8) в виде

$$j_p = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_n = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.9)$$

т.е. токи неосновных носителей являются диффузионными.

Концентрация неосновных носителей значительно меньше концентрации основных, поэтому на удалении от  $p^+ - n$  перехода ток будет определяться основными носителями.

Явление переноса носителей заряда в полупроводниках описывается фундаментальным уравнением, получившим название **уравнения непрерывности**. В основе этого уравнения лежит условие равновесия: разность между числом носителей, входящих в некоторый объем и выходящих из него, всегда равна изменению числа частиц в объеме. Такое изменение может быть следствием, например, объемной рекомбинации электронов и дырок в этом объеме. Динамическое равновесие возможно лишь при малых уровнях инжекции неосновных носителей.

Вывод уравнения непрерывности для электронов в  $p$ -области основывается на следующих положениях. Пусть через единичную площадь поперечного сечения в  $p$ -области за единицу времени вследствие дрейфа и

диффузии проходит  $-\mu_n(n_p E)_x - D_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_x$  электронов. На выходе

области толщиной  $\Delta x$  в этом же направлении через такое же сечение

проходит  $\mu_n(n_p E)_{x+\Delta x} + D_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_{x+\Delta x}$  электронов. Если скорости

генерации  $G_n$  и рекомбинации  $\nu_n$  носителей в единичном объеме не равны, то уравнение непрерывности для электронов в  $p$ -области имеет вид:

$$\begin{aligned} & \mu_n(n_p E)_{x+\Delta x} - \mu(n_p E)_x + D_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_{x+\Delta x} - D_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_x + (G_n - V_n) \Delta x = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} (n_p, \Delta x), \end{aligned}$$

где  $\frac{\partial}{\partial t}(n_p, \Delta x)$  - изменение числа электронов в области  $\Delta x$  за время  $dt$ .

После преобразований, учитывающих условие  $\Delta x \rightarrow 0$ , уравнение принимает форму

$$\mu_n \frac{d}{dx}(n_p E) + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = \frac{\partial n_p}{\partial t}.$$

Учитывая (1.9), уравнение непрерывности для электронов в  $p$ -области можно представить в окончательном виде:

$$-\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{1}{l} \cdot \frac{\partial j_n}{\partial x} + \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} \quad (1.10)$$

и аналогично для дырок в  $n$ -области

$$-\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{1}{l} \cdot \frac{\partial j_p}{\partial x} + \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}, \quad (1.11)$$

где  $\tau_n, \tau_p$  - времена жизни электронов и дырок;  $n_p - n_{p0}, p_n - p_{n0}$  - концентрации неравновесных электронов и дырок.

Скорости рекомбинации электронов и дырок

$$v_n = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}, \quad v_p = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}.$$

Для нахождения статической вольтамперной характеристики (ВАХ)  $p^+ - n$  перехода необходимо решить уравнения непрерывности при условии

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{\partial n_p}{\partial t} = 0,$$

т.е. для неизменных во времени концентраций неосновных носителей. В этом случае уравнения (1.10, 1.11) переходят в стационарные уравнения непрерывности

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_p^2} = 0, \quad \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_n^2} = 0, \quad (1.12)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  - диффузионная длина дырок в  $n$ -области,  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  - диффузионная длина электронов в  $p$ -области.

Решение уравнений (1.12) приводит к зависимостям

$$p(x) = p_{n0} + (p_{n1} - p_{n0}) e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad n(x) = n_{p0} + (n_{p1} - n_{p0}) e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (1.13)$$

где  $p_{n1}$  - концентрация дырок в  $n$ -области у границы переходного слоя;  $n_{p1}$  - концентрация электронов в  $p$ -области у границы переходного слоя (рис. 1.7).

Приложение напряжения внешнего смещения  $V$  в прямом направлении сопровождается изменением концентрации неосновных носителей на границе переходного слоя. Учитывая выражения (1.7), получаем

$$p_{n1} = p_p e^{-\frac{(V_k - V)}{\Phi_T}} = p_{n0} e^{\frac{V}{\Phi_T}}, \quad n_{p1} = n_n e^{-\frac{(V_k - V)}{\Phi_T}} = n_{p0} e^{\frac{V}{\Phi_T}}. \quad (1.14)$$

Из соотношений (1.13) и (1.14) определим дырочный ток в  $n$ -области и электронный ток в  $p$ -области в зависимости от координаты

$$j_p(x) = \frac{ID_p p_{n0}}{L_p} \left( e^{\frac{V}{\Phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad j_n(x) = \frac{ID_n n_{p0}}{L_n} \left( e^{\frac{V}{\Phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (1.15)$$

В стационарном режиме сумма электронного и дырочного токов постоянна в любом сечении  $p^+$  или  $n$ -областей

$$j(x) = j_n(x) + j_p(x). \quad (1.16)$$

Поскольку вблизи границы обедненного слоя токи неосновных носителей зависят от координат в соответствии с (1.15), токи основных носителей также будут зависеть от координат вблизи границы этого слоя. В обедненном слое генерация и рекомбинация носителей отсутствуют, поэтому электронный и дырочный ток в этой области неизменны.

Суммарную плотность тока  $p^+ - n$  перехода удобно определить, используя (1.15) и (1.16) при условии  $x=0$ . В результате

$$j = j_p(0) + j_n(0) = \left( \frac{ID_p p_{n0}}{L_p} + \frac{ID_n n_{p0}}{L_n} \right) \left( e^{V/\Phi_T} - 1 \right) \quad (1.17)$$

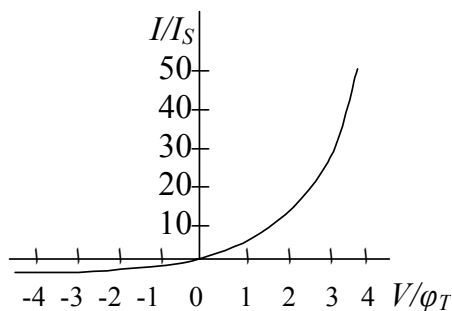


Рис. 1.9. Теоретическая вольт-амперная характеристика идеального  $p-n$  перехода

При известной площади  $S$   $p^+ - n$  перехода ток через переход  $I = jS$ , а вольт-амперная характеристика

$$I = I_s \left( e^{V/\Phi_T} - 1 \right), \quad (1.18)$$

где обратный тепловой ток перехода

$$I_s = \left( \frac{ID_p p_{n0}}{L_p} + \frac{ID_n n_{p0}}{L_n} \right) S.$$

Вольт-амперная характеристика идеального  $p^+ - n$  перехода, построенная по (1.17), представлена на рис. 1.9.

### 1.3. Вольтамперная характеристика реального диода при обратном смещении

Реальные ВАХ  $p^+-n$  переходов отличаются от расчетных. Основной причиной такого расхождения является пренебрежение процессом термогенерации носителей в обедненном носителями слое, влиянием поверхностных токов утечки и явлением пробоя перехода при больших обратных напряжениях.

Генерация электронно-дырочных пар в обедненном слое может быть результатом перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. При наличии в запрещенной зоне промежуточных уровней, называемых глубокими центрами, или ловушками, наиболее вероятен поэтапный переход электронов в зону проводимости через промежуточные уровни.

Обратное смещение  $p^+-n$  перехода вызывает уменьшение концентрации электронов в обедненном слое. При этом уменьшается число заполненных ловушек и соответственно возрастает доля свободных ловушек по мере увеличения запирающего напряжения, что вызывает рост интенсивности процессов перехода электронов из валентной зоны на уровни свободных ловушек. Появляющиеся при этом дырки в валентной зоне быстро выносятся внутренним полем за пределы области объемного заряда. Это исключает возможность возврата электронов с ловушечных уровней в валентную зону и оставляет возможность перехода их лишь в зону проводимости. Рассмотренный механизм объясняет причины усиления генерационных и ослабления рекомбинационных процессов в обедненном носителями слое с глубокими примесными центрами. Количество генерируемых носителей пропорционально объему обедненного слоя, который пропорционален  $\sqrt{V}$ , поэтому генерационный ток изменяется по такому же закону  $I \sim \sqrt{V}$ .

Токи поверхностных утечек часто дают заметный вклад в обратный ток перехода. Они обусловлены молекулярными, ионными пленками, шунтирующими переход (молекулы окислов основного вещества, молекулы воды, газа и др.), и в значительной мере зависят от чистоты технологических сред и соблюдения условий вакуумной гигиены в производственных условиях. Повышение обратного напряжения сопровождается ростом тока утечки. Строгие закономерности этого процесса неизвестны.

Дальнейшее повышение обратного напряжения вызывает предпробойные, а затем и пробойные явления, при этом зависимость обратного тока через переход от напряжения становится особенно сильно

выраженной. Наблюдается три механизма пробоя  $p^+-n$  перехода: туннельный, лавинный и тепловой.

Туннельный пробой имеет место в диодах с резким переходом, т. е. при сильном легировании  $p$  или  $n$ -области. Возрастание обратного тока обусловлено туннельным механизмом перехода носителей через потенциальный барьер обедненного слоя.

Лавинный пробой происходит вследствие лавинного размножения носителей в области объемного заряда. В электрическом поле  $p-n$  перехода носители заряда успевают приобрести кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации атомов в узлах кристаллической решетки. Такой процесс развивается каскадно, т.е. образовавшиеся электроны обладают достаточной энергией для ионизации соседних атомов. Возрастание обратного тока при лавинном пробое характеризуется коэффициентом лавинного размножения  $M = I/I_s$ , определяемого зависимостью

$$M = 1 / \left[ 1 - (V/V_{пр})^n \right],$$

где  $V_{пр}$  - напряжение пробоя перехода;  $n$  - коэффициент, зависящий от материала полупроводника.

Тепловой пробой происходит при выделении достаточного для существенного разогрева перехода тепла, обусловленного протеканием обратного тока. При тепловом пробое ВАХ содержит участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Указанные механизмы обуславливают отличия реальных и теоретических характеристик  $p-n$  переходов.

#### **1.4. Вольтамперная характеристика реального диода при прямом смещении**

Основными причинами отличия прямой ветви ВАХ  $p-n$  переходов от теоретической зависимости (1.18) являются неучитываемые при выводе (1.18) процессы генерации и рекомбинации носителей в обедненном слое, а также распределенное сопротивление базы ( $n$ -области)  $p-n$  перехода. Увеличение прямого смещения сопровождается возрастанием концентрации свободных носителей в переходной области. В свою очередь, вероятность рекомбинации возрастает пропорционально произведению концентраций электронов и дырок. Повышение интенсивности процессов рекомбинации приводит к отклонению реальных зависимостей от теоретической (1.18), что находит свое отражение в сдвиге вправо реальной ВАХ по отношению к теоретической (т.е. к появлению некоторого напряжения "открывания"  $p-n$  перехода).



Уравнение (1.18) получено для малых уровней инжекции, когда обусловленное малыми прямыми токами падение напряжения на распределенном сопротивлении  $n$ -области пренебрежимо мало. Сопротивление базы реальных диодов находится в пределах  $r_{\bar{6}} = 5 \dots 40$  Ом, что обуславливает падение напряжения на базе  $U_{\bar{6}} = Ir_{\bar{6}}$ . В этих условиях прямая ветвь ВАХ соответствует зависимостям

$$I = I_s \left( e^{\frac{V - Ir_{\bar{6}}}{\Phi_T}} - 1 \right), \quad V = \Phi_T \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right) + Ir_{\bar{6}}. \quad (1.19)$$

При больших прямых токах напряжение  $V_{\bar{6}}$  оказывает преобладающее влияние, поэтому экспоненциальная характеристика диода вырождается в прямую линию (см. рис.1.9).

Величина прямого тока (1.19), при котором происходит вырождение, находится из приближенного соотношения

$$I_B = \frac{\Phi_T}{r_{\bar{6}}} \approx \frac{\Phi_T}{\rho_{\bar{6}}(W/S)}, \quad (1.20)$$

где  $\rho_{\bar{6}}$  – удельное объемное сопротивление  $n$ -области, Ом·см;  $W$  - толщина базы ( $n$ -области);  $S$  - площадь перехода.

Ток вырождения (1.20) соответствует начальному участку характеристики для реальных  $p$ - $n$  переходов. С увеличением прямого тока концентрация неосновных носителей в базе возрастает, что сопровождается уменьшением сопротивления базы, т.е. имеет место эффект модуляции проводимости базы.

Этот эффект приближенно учитывается введением поправочного коэффициента  $m$  в выражении ВАХ  $p$ - $n$  перехода

$$I = I_s \exp(V / m\Phi_T), \quad (1.21)$$

где коэффициент  $m=1,5 \dots 2,0$  отражает фактическое уменьшение падения напряжения на  $p$ - $n$  переходе по мере увеличения падения напряжения на базовом слое.

Высокий уровень инжекции, т.е. работа  $p$ - $n$  переходов при больших прямых токах, сопровождается значительным увеличением вклада дрейфовой составляющей полного электронного тока перехода. Это отражается в увеличении эквивалентного коэффициента диффузии дырок вблизи границы перехода до удвоенного значения при низком уровне инжекции, т.е. при высоком уровне инжекции дрейфовая составляющая дырочного тока почти равна диффузионной, а полный дырочный ток удваивается. Практически это означает, что определенный по (1.21) прямой ток при высоких уровнях инжекции (прямого смещения) необходимо удваивать. При сверхвысоких уровнях инжекции  $p$ - $n$  переход исчезает (исчезает потенциальный барьер), вольтамперная характеристика

перестает быть экспоненциальной, постепенно приближаясь к степенной зависимости  $I = aV^2$ , где коэффициент  $a$  зависит от параметров материала базы и обратно пропорционален ее толщине в степени  $2/3$ .

### 1.5. Барьерная емкость $p$ - $n$ перехода

Расчет величины барьерной емкости выполняется при условии полной ионизации примесей и отсутствия свободных носителей заряда в запирающем слое. При этом плотность объемного заряда в каждой области постоянная и зависит от концентрации соответствующих примесей

$$\rho_p = -qN_a, \quad \rho_n = -qN_d.$$

Объемный заряд обуславливает электрическое поле, проникающее на глубину  $x_p$  в  $p$ -области и  $x_n$  в  $n$ -области (см. рис. 1.5). Вне обедненного слоя напряженность электрического поля равна нулю

$$E_p = -\left. \frac{dV}{dx} \right|_{x=-x_p} = 0, \quad E_n = -\left. \frac{dV}{dx} \right|_{x=x_n} = 0.$$

Потенциал  $V$  электрического поля определяется в результате решения уравнения Пуассона для одномерной модели

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1.22)$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества.

Решение уравнения (1.22) при указанных граничных условиях приводит к зависимости напряженности электрического поля от координаты

$$\left. \begin{aligned} E_p &= -\frac{l}{\epsilon\epsilon_0} N_a (x + x_p), & -x_p < x < 0 \\ E_n &= -\frac{l}{\epsilon\epsilon_0} N_d (x_n - x), & 0 < x < x_n \end{aligned} \right\}. \quad (1.23)$$

Из (1.23) следует, что вне пределов обедненного слоя напряженность электрического поля равна нулю, а в пределах этой области изменяется линейно, достигая максимума при  $x=0$ , где  $E_p(0) = E_n(0)$ , что с учетом (1.23) приводит к уравнению

$$qN_a x_p = qN_d x_n,$$

т.е. положительные и отрицательные заряды обедненного слоя равны.

Приложение к  $p$ - $n$  переходу внешнего напряжения изменяет граничные условия

$$V(-x_p) = 0, \quad V(x_n) = V_k - V, \quad (1.24)$$

где  $V$  - положительно при прямом смещении.

Решение уравнения (1.22) с граничными условиями (1.24) приводит к результату

$$\begin{aligned} V_p(x) &= \frac{qN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + x_p)^2, & -x_p < x < 0; \\ V_n(x) &= -\frac{qN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_n - x)^2 + V_k - V, & 0 < x < x_n. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Из условия непрерывности электрического поля вытекает равенство

$$V_p(0) = V_n(0),$$

в результате (1.25) принимает вид

$$q(N_d x_n^2 + N_a x_p^2) / 2\varepsilon\varepsilon_0 = V_k - V. \quad (1.26)$$

Из уравнения (1.26) определяется ширина обедненного слоя  $p$ - $n$  перехода

$$W_0 = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_d + N_a)(V_k - V)}{qN_d N_a}}. \quad (1.27)$$

Ширина обедненного слоя, как видно из (1.27), возрастает при увеличении отрицательного смещения на переходе и наоборот. В несимметричных переходах, когда  $N_a \gg N_d$ , обедненный слой распространяется преимущественно в области с малой концентрацией примеси, т.е. в  $n$ -область.

Барьерная емкость  $p$ - $n$  перехода характеризует зависимость между приращением заряда и обуславливающим такое изменение заряда приращением напряжения на переходе  $C = dQ / dV$ . Положительное приращение напряжения на  $p$ - $n$  переходе сопровождается уменьшением заряда, т.е. приращение заряда в обедненном слое  $dQ = -qN_d dx_n = qN_a dx_p$  будет отрицательным.

Из (1.26) следует

$$dV = -\frac{qN_d dx_n}{\varepsilon\varepsilon_0} W_0,$$

поэтому барьерная емкость перехода

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{W_0}, \quad (1.28)$$

т.е. уравнение (1.28) совпадает с выражением удельной емкости плоского конденсатора. Из (1.27) и (1.28) следует

$$C = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_a N_d}{2(N_a + N_d)(V_K - V)}} , \quad (1.29)$$

где  $S$  - площадь перехода.

Для несимметричного перехода  $N_a \gg N_d$  величина емкости практически не зависит от свойств  $p$ -области

$$C = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_d}{2(V_K - V)}} . \quad (1.30)$$

Выражение (1.30) используется для определения контактной разности потенциалов и концентрации донорной примеси. Для этого, определяя зависимость  $C(V)$ , строят график  $1/C^2 = f(V)$ . При  $1/C^2 = 0$  должно выполняться условие  $V_K = V$ , т.е. на оси абсцисс отсекают отрезок, равный величине  $V_K$ . Измерения емкости перехода при положительном смещении могут встретить трудности технического характера, поэтому определение  $V_K$  возможно экстраполяцией зависимости  $1/C^2 = f(V)$  при запирающем смещении перехода.

Известные величины  $C$ ,  $V$ ,  $V_K$ ,  $E$  позволяют по зависимости (1.30) определить концентрацию донорной примеси  $N_d$  для резкого перехода, а также толщину обедненного слоя  $W_0$ .

## 1.6. Контрольные задания

1. Соотношения между концентрациями основных и неосновных носителей заряда в  $p$  и  $n$ -областях  $p$ - $n$  перехода.
2. Признаки резкого  $p$ - $n$  перехода.
3. Факторы, определяющие концентрацию свободных носителей заряда в примесном полупроводнике.
4. Взаимосвязи между концентрациями свободных носителей заряда в беспримесном и примесном полупроводниках.
5. Факторы, определяющие высоту потенциального барьера в  $p$ - $n$  переходе.
6. Взаимосвязи между высотой потенциального барьера в  $p$ - $n$  переходе и концентрациями примесей в  $p^+$  и  $n$ -областях.
7. Физический смысл понятия "эффективная плотность состояний".
8. Взаимосвязи между концентрациями дырок и электронов в  $p$  и  $n$ -областях.
9. Факторы, определяющие плотности электронного и дырочного токов через  $p$ - $n$  переход.

10. Физический смысл и определение подвижности носителей заряда.
11. Физический смысл и определение коэффициентов диффузии носителей заряда.
12. Физический смысл уравнений непрерывности для электронов и дырок.
13. Вольтамперная характеристика  $p$ - $n$  перехода.
14. Факторы, определяющие величину барьерной емкости резкого  $p$ - $n$  перехода.
15. Взаимосвязь величины барьерной емкости с положением уровня Ферми в  $n$ -области для резкого  $p^+$ - $n$  перехода.

### 1.7. Задачи и упражнения

1. Ширина запрещенной зоны для кремния 1,13 эВ. Определить концентрации электронов и дырок в беспримесном кремнии при температурах 200, 300 и 400 К.
2. Энергии активации бора, фосфора, сурьмы и мышьяка в кремнии составляют соответственно 0,045; 0,044; 0,049; 0,039 эВ. Полагая, что уровень Ферми размещается в середине примесной зоны при  $T=300$  К, определить концентрации дырок и электронов в  $p^+$  и  $n$ -областях диода при легировании их различными примесями.
3. Известна контактная разность потенциалов  $V_K=0,69$  В. Определить соотношения концентраций основных и неосновных носителей в  $p$  и  $n$ -областях полупроводникового диода.
4. Задана высота потенциального барьера  $p^+$ - $n$  перехода, известно соотношение концентраций основных и неосновных носителей в  $n$ -области. Определить тип и концентрацию легирующих примесей в  $p$ -области, полагая  $T=300$  К.
5. Определить вероятности нахождения электронов на уровнях  $F \pm 0,1$  эВ при температурах 0, 200, 300 и 1000 К.
6. Используя закон действующих масс для равновесного состояния полупроводника  $np = n_i^2$ , условие электронейтральности  $p + N_d = n + N_a$ , где  $N_d$ ,  $N_a$  - концентрации донорных и акцепторных примесей, определить концентрации электронов и дырок в примесном полупроводнике по известным значениям  $N_d$  и  $N_a$ .
7. Используя распределение Ферми-Дирака для примесного полупроводника  $N_{dn} / N_d = 1 / \left\{ 1 + \frac{1}{2} e^{(E_d - F) / kT} \right\}$ , где  $N_{dn}$  - концентрация нейтральных атомов донорной примеси;  $E_d$  - энергия донорного уровня,

определить относительную долю ионизированных атомов фосфора с энергией активации  $E_c - E_d = 0,044$  эВ при температурах 50, 100 и 300 К.

8. Для кремния с известной концентрацией донорных примесей определить температуру, при которой концентрация неосновных носителей составляет заданную долю относительно концентрации основных носителей.

9. Определить концентрацию электронов и дырок в кремнии в состоянии термодинамического равновесия после легирования его атомами сурьмы с концентрацией  $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Определить концентрации носителей после легирования атомами бора с концентрацией  $2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  при  $T=300$  К.

10. Полупроводник легируется акцепторными и донорными примесями с равными концентрациями. Определить отличия результирующих концентраций электронов и дырок от соответствующих значений для собственного полупроводника при  $T=300$  К.

11. Кремниевая пластина  $n$ -типа имеет толщину  $d=2 \cdot 10^{-4}$  м и удельное сопротивление  $\rho=1 \cdot 10^{-3}$  Ом·м. К пластине приложена разность потенциалов  $V=1$ В. Вычислить плотность тока, время переноса носителей заряда, отношение плотностей токов электронов и дырок. При расчетах полагать  $\mu_n=0,135 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\mu_p=0,05 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $n_i=2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

12. В кремнии  $n$ -типа при  $T=300$  К распределение концентрации донорных примесей вдоль оси  $X$  соответствует функции  $N_d(x) = N \exp(-x/x_0)$ . Полагая  $n(x) = N_d(x)$ , определить напряженность внутреннего электрического поля, плотности диффузионного и дрейфового токов электронов в зависимости от  $N_d$ . При расчетах принять  $D_n=4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\mu_n=0,14 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

## Глава 2. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В *p-n* ПЕРЕХОДАХ

### 2.1. Физические основы работы полупроводниковых диодов в нестационарных режимах

Примером нестационарного процесса в *p-n* переходе является переключение его из нейтрального состояния в режим прямого смещения воздействием импульса тока или напряжения. На рис. 2.1 представлена упрощенная модель *p-n* перехода (а) и эквивалентная схема электрической цепи (б).

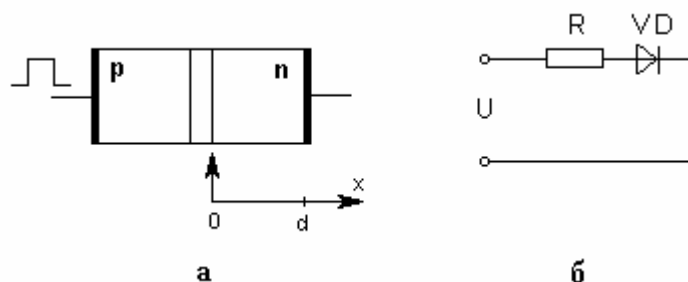


Рис. 2.1. Упрощённая одномерная модель *p-n* перехода (а) и эквивалентная схема электрической цепи (б)

Структура диода содержит высоколегированную *p*-область с концентрацией акцепторных примесей  $N_a = 10^{25} - 10^{27} \text{ м}^{-3}$ , переходную область, обедненную носителями заряда, и *n*-область, называемую в дальнейшем базой, с концентрацией донорных примесей  $N_d = 10^{23} - 10^{25} \text{ м}^{-3}$ . Упрощенный анализ нестационарных процессов выполняется в предположении равномерного распределения по координате примесей в *p* и *n*-областях. Отмеченные особенности позволяют исследовать одномерную модель резкого *p-n* перехода с однородными *p* и *n*-областями, для которых распределение равновесных и неравновесных неосновных носителей по энергиям происходит в соответствии с законом

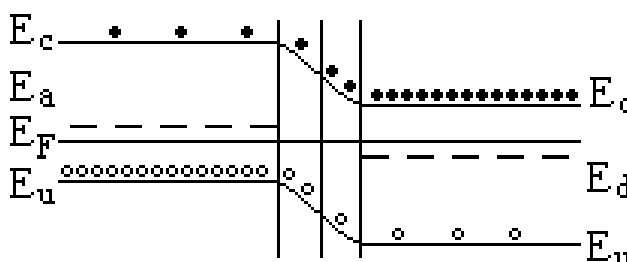


Рис. 2.2. Зонная диаграмма *p-n* перехода

Ферми-Дирака. Зонная диаграмма идеализированного  $p$ - $n$  перехода в исходном состоянии представлена на рис. 2.2. На ней условно показано изменение концентрации основных и неосновных носителей в каждой области.

В стационарном состоянии соотношение между концентрациями основных и неосновных носителей для каждой области подчиняется закономерности, вытекающей из статистики Ферми-Дирака,  $n_i^2 = pn$ , где  $n_i$  – концентрация носителей в собственном (беспримесном) полупроводнике при заданной абсолютной температуре  $T$ ;  $p$  – концентрация дырок;  $n$  – концентрация электронов. Для узкозонных полупроводников, включая кремний, при комнатной температуре происходит полная ионизация акцепторных и донорных примесей. Поэтому для дырочного полупроводника концентрация основных носителей равна концентрации акцепторных примесей  $p = N_a$ , для электронного  $n = N_d$ . При известных концентрациях примесей в  $p$  и  $n$ -областях соответствующие концентрации неосновных носителей

$$n_p = n_i^2 / N_a, \quad p_n = n_i^2 / N_d. \quad (2.1)$$

Учитывая значение  $n_i = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$  при  $T=300 \text{ К}$  для кремния, из (2.1) получаем

$$n_p = 2,25 \cdot 10^{32} / N_a, \quad p_n = 2,25 \cdot 10^{32} / N_d,$$

т.е. при рассматриваемых концентрациях примесей в  $p$  и  $n$ -областях стационарные концентрации неосновных носителей  $n_p$  и  $p_n$  пренебрежимо малы по сравнению с концентрациями основных носителей

$$n_p \ll p_p, \quad p_n \ll n_n.$$

Указанные особенности в сочетании с признаками резкого  $p$ - $n$  перехода ( $p_p \gg n_n$ ) позволяют рассматривать нестационарные (переходные) токи в плоскости  $p$ - $n$  перехода как образованные носителями одного типа, являющимися неосновными для области базы. Действительно, для резкого  $p$ - $n$  перехода коэффициент инжекции, определяемый соотношением плотностей токов  $j$  основных и неосновных носителей через  $p$ - $n$  переход,

$$\gamma = \frac{j_p}{j_p + j_n} = \frac{p_p}{p_p + n_n} \approx 1.$$

Из условия  $\gamma=1$  следует, что переходный ток является дырочным и определяется поведением неосновных носителей – дырок в области базы. При  $p_p \gg n_n$  переходные токи в цепи  $p$ - $n$  перехода не сопровождаются



изменениями или перераспределениями концентраций основных носителей в эмиттерной области. Поэтому для определения закономерностей формирования переходных токов и получения количественных оценок амплитудно-временных характеристик нестационарных процессов достаточно исследовать поведение неосновных носителей (НН) в базовой области  $p$ - $n$  перехода.

Воздействие импульса напряжения (тока) прямого смещения на  $p$ - $n$  переход, находящийся в нейтральном состоянии, сопровождается изменением распределения концентрации НН во времени и по координате. Характер и особенности этих изменений определяются многими факторами: уровнем инжекции, определяемым отношением концентрации НН к равновесной концентрации основных носителей (для базы  $n$ -типа  $\Delta = p(x,t)/n_n$ ); относительной толщиной базы  $W = d/L_p$ , где  $d$  – толщина базы;  $L_p$  – диффузионная длина НН; временем жизни НН  $\tau_p$  в базовой области; наличием, характеристиками, распределением электрических полей в области базы и др.

Многообразие действующих факторов значительно усложняет математическую постановку задачи анализа и вызывает необходимость классификации и упрощения моделей исследуемых процессов. В частности, математические модели существенно различны для  $p$ - $n$  переходов с “тонкой” ( $W = d/L_p < 1$ ) и “толстой” ( $W = d/L_p \geq 1$ ) базой. Для тонко- и толстобазовых диодов результаты анализа могут значительно отличаться для случаев низких ( $\Delta < 1$ ), средних ( $\Delta \approx 1$ ) и высоких ( $\Delta > 1$ ) уровней инжекции. Во всех случаях особенности генерационно-рекомбинационных и диффузионных процессов в базовой области значительно зависят от величины суммарного сопротивления  $R$  в цепи протекания переходного тока. При  $R \rightarrow \infty$  источник смещения  $p$ - $n$  перехода является генератором тока (рис. 2.1,б), при этом амплитуда переходного тока не может превышать значение  $I = U/R$ , что накладывает определенные ограничения на процессы перераспределения концентраций НН в базовой области. При  $R \rightarrow 0$  источник смещения является генератором напряжения, а характеристики переходного тока и напряжения на  $p$ - $n$  переходе определяются его свойствами и амплитудой воздействующего сигнала.

Длительность  $\tau_e$  и форма внешних воздействий, в частности импульса тока или напряжения, оказывают в ряде случаев существенное влияние на характеристики переходных процессов в  $p$ - $n$  структурах. При относительно больших длительностях  $\tau_e > \tau_p$  за время внешнего воздействия электронная система успевает достичь нового состояния

равновесия, соответствующего уровню инжекции неосновных носителей в базовую область через  $p-n$  переход. Это упрощает анализ переходных процессов, позволяя, в частности, отдельно исследовать процессы в области малых и больших времен. При коротких внешних воздействиях, когда  $\tau_e < \tau_p$ , за время действия, например, импульса электрического смещения электронная система в области базы не успевает достичь стационарного состояния, что отражается в соответствующих изменениях амплитуды и формы переходных токов и напряжений.

На рис. 2.3. представлена графическая интерпретация процессов при воздействии длинного импульса прямого тока (а) и напряжения (б) на диод с толстой базой, находящийся в нейтральном исходном состоянии. **Импульс прямого тока** вызывает увеличение концентрации НН в области базы таким образом, что градиент концентрации на границе  $p-n$  перехода остается постоянным, зависящим от режима работы цепи смещения (рис. 2.3,а вид 1).

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{j}{qD_p} = -\frac{U}{RSqD_p}, \quad (2.2)$$

где  $j$  – плотность переходного тока;  $q$  – заряд электрона;  $D_p$  – коэффициент диффузии НН (дырок);  $S$  – площадь  $p-n$  перехода;  $U$  – амплитуда импульса прямого смещения;  $R$  – суммарное сопротивление цепи. При этом предполагается, что импульс тока имеет ступенчатую форму. В этих условиях по мере увеличения граничной концентрации НН от начального  $p_n$  до максимального  $p_{1\max}$  значения напряжение на  $p-n$  переходе  $U_{pn}$  возрастает по закону (рис. 2.3,а вид 3).

$$U_{pn} = \varphi_T \ln\left(\frac{p_1}{p_n}\right), \quad (2.3)$$

где  $p_1$  – мгновенное значение концентрации НН на границе  $p-n$  перехода ( $x=0$ );  $\varphi_T = kT/q$  – тепловой потенциал;  $k$  – постоянная Больцмана. Скорость нарастания и соответственно длительность этого процесса определяются постоянной времени, равной времени жизни  $\tau_p$  неосновных носителей в области базы.

Падение напряжения на базовой области  $U_\delta$  обусловлено величиной переходного тока и сопротивлением базы. По мере увеличения концентрации НН проводимость базы возрастает, что сопровождается уменьшением распределенного сопротивления базы и соответственно падения напряжения  $U_\delta$  в области больших времен (рис. 2.3,а вид 4).

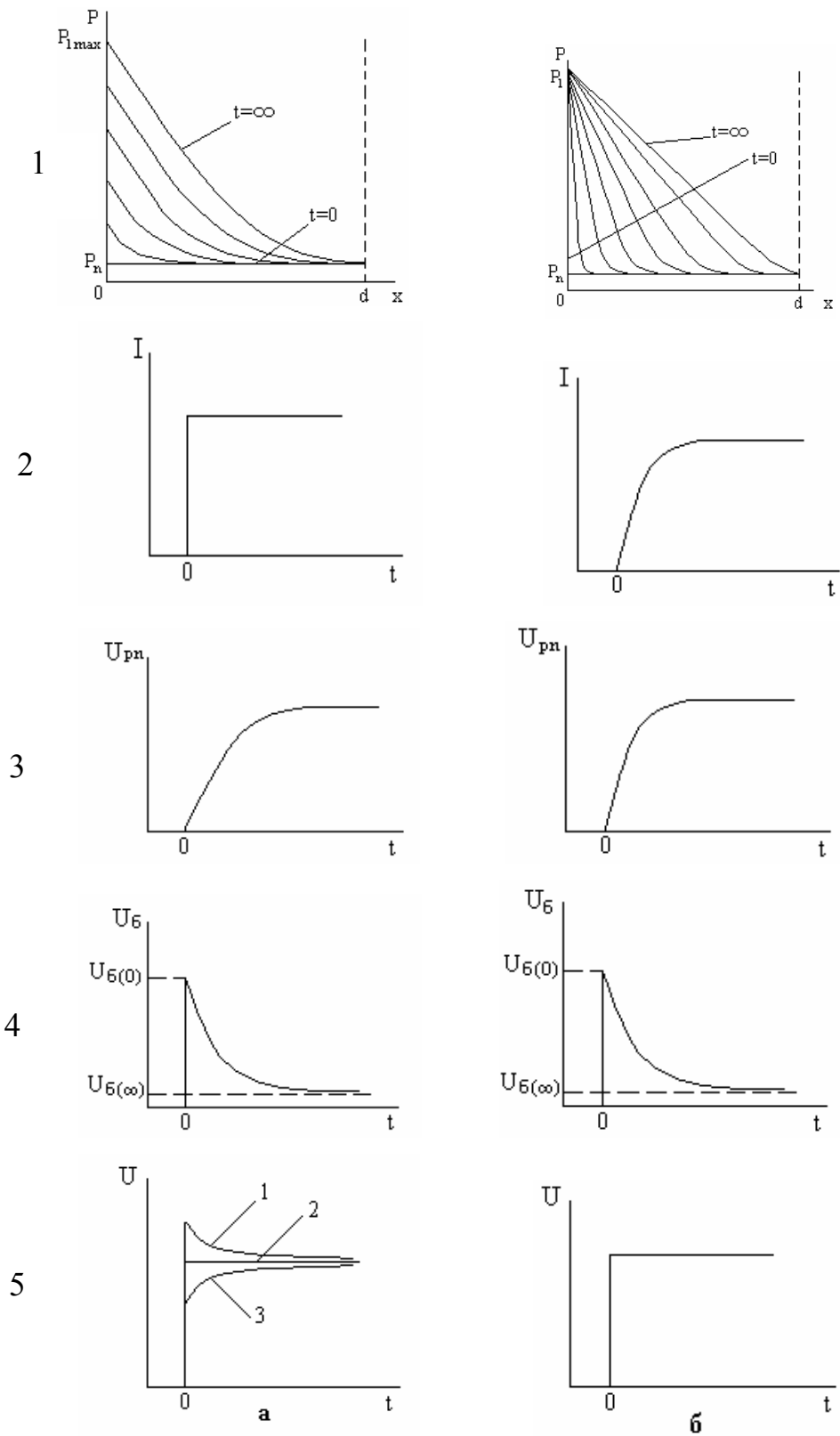


Рис. 2.3. Переходные процессы при воздействии длинного импульса прямого тока (а) и напряжения (б) на диод с толстой базой

Соотношения между амплитудами падений напряжений на  $p-n$  переходе  $U_{pn}$  и базовой области  $U_{\delta}$  определяют вид переходной характеристики напряжения на диоде. При больших плотностях переходных токов, низком уровне легирования и относительно большой толщине базовой области падение напряжения на базе превышает падение напряжения на  $p-n$  переходе,  $U_{\delta} > U_{pn}$ . Поэтому переходное напряжение  $U$  на диоде будет иметь выброс (кривая 1 на рис. 2.3,а вид 5). Реакция такого диода на ступенчатое воздействие тока подобна реакции индуктивности, что послужило основанием для исследований индуктивных свойств толстобазовых диодов и использования их в схемотехнических решениях [1]. В случае соизмеримых значений амплитуд  $U_{\delta}$  и  $U_{pn}$ , характерных для умеренных значений плотностей переходных токов и толщин базовой области, воздействие ступенчатого импульса тока сопровождается формированием ступенчатой реакции напряжения на диоде (кривая 2). В случае тонкой высоколегированной базы и низкого уровня инжекции эффектом модуляции проводимости базы можно пренебречь и форма переходного напряжения на диоде будет практически повторять импульс напряжения на  $p-n$  переходе (кривая 3). Такую характеристику отождествляют с емкостной реакцией  $p-n$  перехода.

Переходные процессы в диодах при воздействии ступенчатого **импульса прямого напряжения** имеют принципиальные отличия от рассмотренного случая. Мгновенные значения переходного тока определяются не сопротивлением цепи смещения, а свойствами  $p-n$  перехода, сопротивлением базовой области и амплитудой воздействующего импульса напряжения прямого смещения. Сопротивление  $p-n$  перехода находится из его вольтамперной характеристики  $R_{pn} = \varphi_T / I$ , где  $I$  – ток через переход. При  $T=300\text{ K}$  зависимость  $R_{pn}$  от прямого тока представлена в таблице.

Зависимость сопротивления  $p-n$  перехода от прямого тока

|                      |                 |                 |           |           |           |           |
|----------------------|-----------------|-----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $I, \text{ A}$       | $10^{-6}$       | $10^{-5}$       | $10^{-4}$ | $10^{-3}$ | $10^{-2}$ | $10^{-1}$ |
| $R_{pn}, \text{ Ом}$ | $24 \cdot 10^3$ | $24 \cdot 10^2$ | 240       | 24        | 2,4       | 0,24      |

Приведенные данные показывают, что лишь при относительно малых для данного типа диода мгновенных значениях прямого тока сопротивление  $p-n$  перехода значительно превышает распределенное сопротивление базы. По мере возрастания переходного тока уменьшается сопротивление  $p-n$  перехода и области базы (рис. 2.3,б виды 2 и 4).

Изменения во времени значений концентраций неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода определяют форму импульса переходного напряжения  $U_{pn}$ , а особенности процесса модуляции проводимости базы – переходное напряжение на базовой области. Результатом взаимодействия указанных механизмов являются различные типы процессов формирования переходных напряжений на полупроводниковых диодах при воздействии импульса напряжения прямого смещения.

Общая закономерностью для различных типов нестационарных процессов в неоднородных полупроводниках преобладающее влияние процессов на границах разделов сред на переходные характеристики токов и напряжений на  $p-n$  переходах. На качественном уровне такие закономерности отражаются диаграммами (рис. 2.3,а, б), показывающими, что характер изменения концентрации и градиента концентрации примесей на границе  $p-n$  перехода влияет в соответствии с (2.2) и (2.3) на амплитудно-временные характеристики переходных токов и напряжений на  $p-n$  переходе и диоде в целом.

Изменение концентрации и градиента концентрации неосновных носителей происходит также на границе контакта к области базы. Невыпрямляющий контакт металл - полупроводник характеризуется скоростью поверхностной рекомбинации НН  $S_r$ . При  $S_r \rightarrow \infty$  концентрация НН на границе контакта ( $x=d$ ) равна нулю. Это является следствием интенсивной рекомбинации попадающих на поверхность контакта НН с носителями противоположного знака, поступающими из внешней электрической цепи. Скорость поверхностной рекомбинации  $S_r = \infty$  означает, что неосновные носители, движущиеся в направлении контакта к базе с бесконечно большой скоростью, успевают полностью рекомбинировать на контакте до нулевого значения концентрации. Следовательно, при  $x < d$  в каждом конкретном случае реализуется некоторый закон распределения концентраций НН в приконтактной области, влияющий на характеристики переходных процессов. При использовании в качестве материала контакта алюминия, олова, золота реальная скорость поверхностной рекомбинации  $S_r = 3 - 4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ . Контакты металл - полупроводник в теории нестационарных процессов классифицируются как **невыпрямляющие контакты рекомбинационного типа** [1]. Для них выполняется условие

$$-D_p \left( \frac{dp}{dx} \right)_{x=d} = S_r (p_d - p_n), \quad (2.4)$$

где  $p_d$  – неравновесная концентрация НН (дырок) на границе контакта, т.е. при  $x=d$ ;  $p_n$  – равновесная концентрация НН в  $n$ -области. Условие

(2.4) означает, что в плоскости контакта рекомбинационного типа диффузионный ток дырок пропорционален скорости поверхностной рекомбинации  $S_r$  и граничной концентрации НН  $p_d$ . Величины  $S_r$  и  $p_d$  обычно взаимосвязаны. Условие  $S_r p_d \rightarrow 0$  означает, что диффузионный ток в плоскости контакта отсутствует и основным механизмом переноса носителей заряда является дрейфовый. Условие  $p_d \rightarrow 0$  характерно для высоких скоростей поверхностной рекомбинации и малых уровней инжекции. Реализация этого условия означает возрастание роли рекомбинационного контакта на пространственно-временное распределение концентраций неосновных носителей в базе и усиление влияния его на переходные процессы. Такая ситуация характерна для диодов с тонкой базой и обуславливает особенности математического анализа переходных процессов.

При длительном протекании прямого тока для диода с тонкой базой и омическим контактом рекомбинационного типа устанавливается стационарное распределение неосновных носителей в базе [1]

$$p(x) = p_n + (p_1 - p_n) \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L_p}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L_p}} \approx p_1 \frac{d-x}{d}, \quad (2.5)$$

а плотность прямого тока через  $p$ - $n$  переход находится дифференцированием  $p(x)$  по координате при  $x=0$ , что дает

$$j_{np} = q \frac{D_p}{L_p} (p_1 - p_n) \operatorname{cth} \frac{d}{L_p} \approx \frac{q D_p p_1}{d}. \quad (2.6)$$

Зависимости (2.5) и (2.6) получены для случая  $S_r = \infty$ . Такое условие отличается от реальных значений  $S_r$ , однако часто используется в математическом анализе для исключения возможности получения бесконечных значений переходных токов в начальный момент времени. Из формулы (2.5) следует линейный закон изменения концентрации НН по координате  $x$  в тонкобазовом диоде с рекомбинационным контактом ( $S_r = \infty$ ) от начального значения  $p_1$  при  $x=0$  до конечного  $p_n$  при  $x=d$ . Переходные и стационарные распределения концентрации неосновных носителей представлены на рис. 2.4,а. Возрастание  $p_1$  при уменьшении  $d$  соответствует увеличению градиента концентрации НН в базе и соответственно плотности диффузионного тока, что и следует из выражения (2.6).

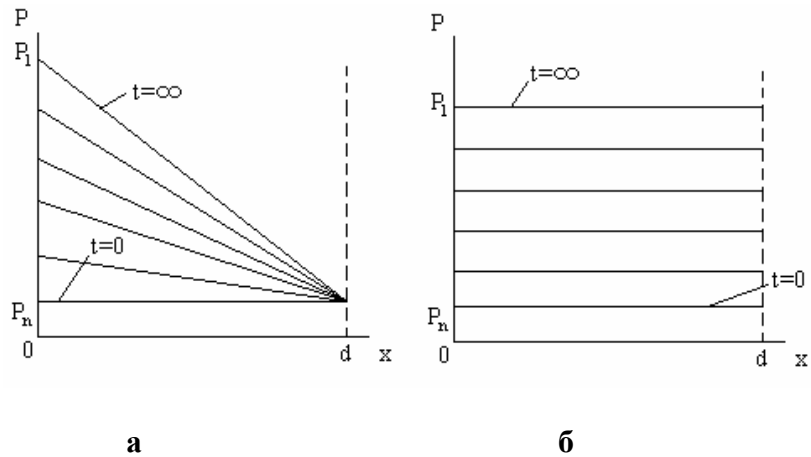


Рис. 2.4. Стационарные и переходные распределения концентрации НН в тонкой базе диода рекомбинационным (а) и инжектирующим (б) контактами

Наряду с контактами рекомбинационного типа широкое применение в интегральных транзисторах и микросхемах находят невыпрямляющие контакты, содержащие область подлегирования  $n^+$ , имеющую общую границу с базовой областью  $n$ -типа с одной стороны и металлическим контактом – с другой. Физические процессы в переходе  $n-n^+$  отличаются рядом особенностей. Перенос заряда через границу раздела  $n-n^+$  осуществляется преимущественно основными носителями – электронами, т.е.  $n-n^+$  переход является *инжектирующим контактом*, что формально отражается условием  $j_p = 0$ , т.е. отсутствием диффузионного переноса НН через границу контакта в диодах с тонкой базой, что соответствует условию  $S_r = 0$ .

В диодах с идеальным инжектирующим контактом при  $d/L_p \ll 1$  неосновные носители в стационарном состоянии, соответствующем уровню внешнего воздействия (в рассматриваемом случае - инжекции НН), распределяются по координате равномерно, а концентрация их на границе  $p-n$  перехода  $p_1$  и в толще базы определяется соотношением (2.3).

На рис. 2.4,б представлена графическая интерпретация переходного процесса. Математический анализ нестационарных процессов [1] приводит

к оценкам

$$p(x) = p_n + (p_1 - p_n) \frac{ch \frac{x-d}{L_p}}{ch \frac{d}{L_p}} \approx p_1, \quad (2.7)$$

$$j_{\text{пр}} = \frac{qD_p(p_1 - p_n)}{L_p} th \frac{d}{L_p} \approx \frac{qp_1 D_p}{L_p} \frac{d}{L_p} = \frac{qp_1 d}{\tau_p}, \quad (2.8)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  – диффузионная длина дырок в базовой области.

Выражения (2.5) - (2.8) получены для низкого уровня инжекции и малого сопротивления базовой области. Различие законов распределения неосновных носителей при  $S_r = 0$  и  $S_r = \infty$  приводит к отличиям амплитудно-временных характеристик переходных токов и напряжений. При  $S_r = \infty$  преобладающая часть заряда НН сосредоточена в непосредственной близости от  $p$ - $n$  перехода, что приводит к снижению скорости протекания переходных процессов по сравнению с вариантом  $S_r = 0$  при прочих равных условиях.

Переходные токи полупроводниковых диодов замыкаются через внешнюю электрическую цепь. Поэтому амплитудно-временные характеристики нестационарных процессов определяются не только видом, интенсивностью и характеристиками внешних воздействий, электрофизическими характеристиками материалов и геометрией  $p$ - $n$  переходов, но и суммарным сопротивлением, включая сопротивление базовой области диода, цепи замыкания переходного тока. Из простых физических представлений следует, что амплитуда переходного тока в цепи с сопротивлением  $R$  и источником ЭДС  $U$  не может превысить значения  $I = U / R$ . Очевидно, что характеристики переходных процессов при прочих равных условиях, например одинаковом заряде  $Q$  НН в базе диода, будут существенно отличаться при  $R \rightarrow \infty$  и  $R \rightarrow 0$ . На рис. 2.5. представлена графическая иллюстрация процессов установления стационарного распределения неосновных носителей в тонкой базе диода с рекомбинационным контактом при воздействии на него импульсов прямого тока (рис. 2.5,а) и напряжения (рис. 2.5,б). Постоянство градиента концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода  $(dp/dx)_{x=0} = \text{const} = I / RSqD_p$  означает постоянство переходного тока, начиная с некоторого момента  $t_1$  установления градиента концентрации до момента  $t_2$  прекращения действия импульса смещения **генератором тока**. При  $t > t_2$  происходит спад концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода от максимального значения  $p_1$  до начального  $p_n$ . В условиях малого по сравнению с  $p$ - $n$  переходом сопротивления базовой области переходное напряжение на диоде практически полностью определяется законом изменения напряжения на  $p$ - $n$  переходе во времени  $U_{pn}(t)$ . В соответствии с формулой (2.3)  $U_{pn}$  является функцией граничной концентрации НН  $p_1$ ,



также зависящей от времени. Поэтому задача получения количественных оценок параметров переходных напряжений сводится к нахождению зависимости  $p_1(t)$ . Качественная графическая интерпретация зависимости  $U_{pn}(t)$  в тонкобазовом диоде с рекомбинационными контактами при  $R \rightarrow \infty$  представлена на рис. 2.5,а.

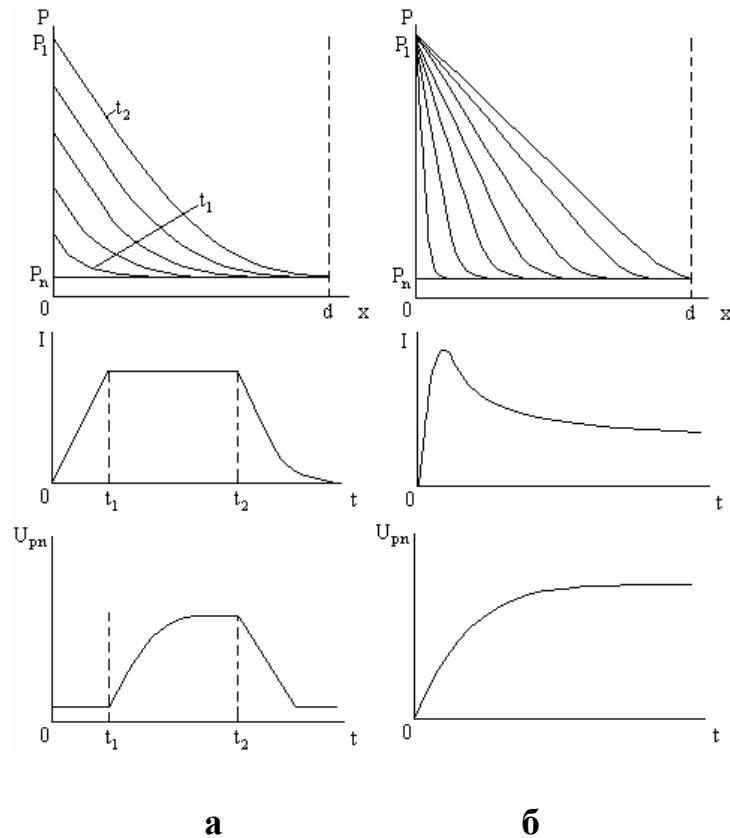


Рис. 2.5. Переходные процессы в диоде с тонкой базой и рекомбинационным контактом при воздействии импульсов прямого тока (а) и напряжения (б)

Диаграммы изменения концентраций неосновных носителей, тока и напряжения на  $p$ - $n$  переходе во времени при прямом смещении его **генератором напряжения** представлены на рис. 2.5,б. Мгновенные значения переходного тока как и в случае смещения диода генератором тока однозначно связаны с величиной градиента концентрации НН на границе. Идеализация рассматриваемой модели состоит в предположении, что сопротивление цепи смещения равно сопротивлению тонкой базовой области диода. Его малое, но максимальное значение в начальный момент времени ограничивает значения градиента концентрации НН, плотности тока и граничной концентрации. По мере приближения к стационарному распределению неосновных носителей в базовой области градиент концентрации и соответственно плотность тока  $j$  через  $p$ - $n$  переход

уменьшаются. Рассмотренные процессы объясняют форму импульса переходного тока (рис. 2.5,б). Спад импульса переходного тока происходит по сложным законам. В ряде случаев они приближаются к экспоненциальным с постоянной времени, близкой к значению времени жизни НН в базе  $\tau_p$ . Строгое описание процесса нарастания переходного тока от нуля до максимального значения получить не удастся. Аналитические оценки его длительности дают результат  $(0,01 - 0,03)\tau_p$ .

Изменения напряжения во времени на  $p$ - $n$  переходе и на диоде в целом в случае тонкой базы однозначно определяются процессом нарастания граничной концентрации  $p_1(t)$ . Определение временной зависимости  $U_{pn}(t)$  в рассматриваемом и других случаях является предметом специальных исследований. Следует отметить, что часто такая зависимость близка к экспоненциальной, а длительность процесса соизмерима с  $\tau_p$ .

Приведенный качественный анализ предельных ситуаций при  $R \rightarrow \infty$  и  $R \rightarrow 0$  позволяет интерпретировать процессы в базовой области, когда сопротивление цепи смещения имеет промежуточное значение. Из диаграмм (рис. 2.5,а и б) можно сделать вывод о наибольшем влиянии  $R$  на форму импульса переходного тока. Качественная интерпретация переходных процессов при переключении диодов с тонкой и толстой базой из нейтрального состояния в режим прямого смещения позволяет объяснить особенности этих процессов. Однако количественные оценки параметров переходных сигналов можно получить только в случае разработки адекватных математических моделей нестационарных процессов в полупроводниковых диодах. Многообразие таких моделей возрастает по мере исследования внешних воздействий различной физической природы на  $p$ - $n$  переходы с различными характеристиками, находящиеся в нейтральном состоянии, либо в режимах прямого или обратного смещения. Актуальность решения подобных задач обусловлена потребностями обеспечения заданного уровня надежности электронных средств и систем в условиях действия дестабилизирующих факторов, разработки совершенных материалов и технологий в микроэлектронике, разработки теоретических основ и прикладных аспектов создания нового поколения чувствительных элементов и устройств контроля параметров сред на основе  $p$ - $n$  переходов, совершенствования схемотехнических и конструктивно-технологических решений в микроэлектронике.

Проблема математического моделирования нестационарных процессов в полупроводниках включает задачи синтеза **дифференциального уравнения**, описывающего поведение НН в исследуемой области в пространстве и во времени, определения

*граничных* и задания *начального условия* процесса, предусматривает решение поставленной краевой задачи, исследование и анализ найденного решения с целью определения законов изменения переходных токов и напряжений во времени. При этом наибольшие трудности возникают в процессе поиска решения дифференциального уравнения, удовлетворяющего заданным граничным и начальным условиям. Ограниченность известных математических методов решения краевых задач является основной проблемой исследования нестационарных процессов, что выражается в возможности получения строгих математических моделей лишь для ряда частных (хотя и практических важных) случаев.

В рамках известных методов возможность нахождения решения дифференциального уравнения с частными производными второго порядка в значительной мере зависит от вида начального условия, определяющего закон распределения НН по координате в области базы в начальный момент времени. Сложный характер такой зависимости часто исключает возможность получения приемлемых решений. Подобная ситуация характерна, например, при фотоэлектрическом возбуждении полупроводника с большим коэффициентом поглощения. Создание неравновесных концентраций неосновных носителей в базе путем инъекции через *p-n* переход сопровождается близким к экспоненциальному закону распределением НН как в переходных, так и в стационарных состояниях. Это расширяет возможности математического анализа и получения строгих и приемлемых по сложности математических моделей процессов при режимном возбуждении электронной системы, например, при исследованиях переходных процессов переключения *p-n* перехода из режима протекания прямого тока в режим обратного смещения импульсом напряжения [1]. Равномерное начальное распределение НН по координате создает максимальные возможности нахождения строгих решений краевых задач во многих случаях. Равномерное распределение достигается при возбуждении электронной системы импульсом ионизирующего излучения (ИИ) с такими значениями энергии гамма-кванта, для которых коэффициент поглощения в полупроводнике является малым, а поглощенная энергия излучения равномерно распределяется по объему области базы.

## **2.2. Постановка краевых задач**

Одним из этапов постановки краевых задач является синтез дифференциального уравнения исследуемого процесса. Изменения

концентраций НН в базовой области  $n$ -типа по координате и во времени отображается уравнениями плотности тока

$$j_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (2.9)$$

непрерывности

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_n}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x}; \quad (2.10)$$

Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi q}{\epsilon} (p - n - p_n + n_n). \quad (2.11)$$

В уравнениях (2.9) - (2.11)  $n, n_n, p, p_n$  - полная и равновесная концентрация электронов и дырок соответственно в базовой области  $n$ -типа;  $\mu_p$  - подвижность дырок;  $\tau_p$  - время жизни дырок в базовой области;  $E$  - напряженность электрического поля в произвольной области базы;  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Согласно уравнению непрерывности скорость изменения концентрации НН  $\partial p / \partial t$  в произвольной точке пространства определяется скоростью процесса рекомбинации  $(p - p_n) / \tau_p$  и скоростью процесса диффузионного и дрейфового переноса носителей из данной точки пространства.

В общем случае система уравнений (2.9) - (2.11) является нелинейной. В приближении низкого уровня инжекции выполняется условие  $p(x, t) \ll n_n$ , позволяющее рассматривать электронную систему в состоянии термодинамического равновесия, когда выполняется условие электрической нейтральности

$$\delta p = (p - p_n) = \delta n = (n - n_n)$$

в любой области базы.

Из уравнения Пуассона следует независимость напряженности электрического поля в базе от координаты, а из (2.9) и (2.10) -

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p - p_n}{\tau_p}. \quad (2.12)$$

Обычно проводимость базы значительно превышает собственную проводимость полупроводника и проводимость  $p$ - $n$  перехода. Это означает, что внешнее напряжение, прикладываемое к диоду, практически полностью сосредоточено в области  $p$ - $n$  перехода, что позволяет

пренебречь влиянием электрического поля в базе на процессы изменения концентраций и представить (2.12) в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} \quad (2.13)$$

или

$$\frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2}. \quad (2.14)$$

Физический смысл уравнений (2.13), (2.14) можно установить, анализируя размерности левой и правой частей. Левая часть (2.13) – скорость изменения концентрации НН в некоторой точке с координатой  $x$  области базы в момент времени  $t$ . При  $\partial p / \partial x = 0$  имеет место стационарное распределение концентрации неосновных носителей по координате. Закон такого распределения устанавливается в результате решения уравнения (2.13) с нулевой левой частью.

Правая часть уравнения (2.13) раскрывает причины изменения концентрации НН в исследуемой области – диффузионный перенос неосновных носителей из данной точки пространства со скоростью  $D_p (\partial^2 p / \partial x^2)$  и объемная рекомбинация неравновесных НН со скоростью  $(p - p_n) / \tau_p$ , где  $\tau_p$  зависит от преобладающего механизма рекомбинации или совместного действия нескольких механизмов.

Уравнение (2.13), полученное для частного случая одномерной модели области базы, отражает общие закономерности синтеза дифференциальных уравнений, называемых уравнениями диффузии, не только для одномерного, но и для трехмерного пространства. Правая часть уравнения диффузии должна учитывать все источники НН, характеризующиеся скоростью генерации  $G_{gi}$ , и все локальные и общие поглотители НН, характеризующиеся скоростью рекомбинации  $G_{ri}$ . Это означает, что правая часть одномерного или трехмерного уравнения диффузии – сумма скоростей всех источников генерации и рекомбинации неосновных носителей. Такие источники могут быть локализованы в пространстве, тогда скорость генерации или рекомбинации будет функцией координаты. Возможны временные зависимости скоростей генерации или рекомбинации одного или нескольких источников. В самом общем случае уравнение диффузии может быть получено для некоторого множества источников генерации и рекомбинации, каждый из которых характеризуется функциональной зависимостью скорости процесса от координаты и времени.

Соответствующее усложнение правой части уравнения диффузии сопровождается резким уменьшением вероятности получения приемлемых по сложности строгих аналитических решений по мере увеличения числа слагаемых в правой части. Уравнение (2.13) относится к виду наиболее простых, учитывающих только механизм объемной рекомбинации, происходящей с одинаковой скоростью в любой точке пространства области базы, т.е. не зависящей от координаты и времени. Такая особенность создает предпосылки для получения аналитического решения, однако возможность его нахождения зависит еще от граничных и начальных условий.

Уравнение (2.13) представлено в абсолютных значениях координаты и времени, что предопределяет частный характер полученного решения. В тех случаях, когда необходимо сопоставлять результаты для различных условий, делать выводы о влиянии разных факторов и т.п., используют обобщенную форму представления результатов решений. Для этого применяется нормирование переменных – вместо абсолютных значений времени и координаты используют относительные

$$T = t / \tau_p, \quad X = x / L_p,$$

В нормированных переменных уравнения (2.13), (2.14) принимают вид

$$\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{\partial^2 P}{\partial X^2} - (P - P_n). \quad (2.15)$$

Уравнение (2.15) относится к уравнениям параболического типа, которые применяются в разных модификациях для описания процессов диффузии носителей заряда в твердом теле, диффузии атомов и молекул газов или их смесей в замкнутых объемах или свободном пространстве, диффузии атомов веществ, находящихся в жидком состоянии и др.

Помимо вида дифференциального уравнения, отличительным признаком краевых задач являются начальные и граничные условия.

**Начальные условия** характеризуют состояние исследуемого процесса в начальный момент времени  $T=0$ . Применительно к задачам исследования переходных процессов в  $p-n$  переходах начальное условие характеризует распределение концентраций примесей по координате в начальный момент процесса. В прикладных задачах начальное условие должно адекватно отражать физические особенности диффузионно-рекомбинационных процессов. Часто оно вытекает из результатов исследования процесса на предыдущей стадии, если таковая существовала. Формально начальное условие необходимо для поиска единственного из множества решений, описывающих особенности конкретного процесса.

Разнообразие начальных условий отражает особенности различных ситуаций, инициирующих развитие переходных процессов. Например,

при изучении процессов переключения диода из нейтрального в проводящее состояние воздействием импульса прямого тока или напряжения начальное условие  $P(X,0) = P_n$  означает, что исходная концентрация НН в любой точке области базы равна равновесной. Протекание постоянного прямого тока через  $p-n$  переход сопровождается формированием стационарного распределения концентрации НН по координате в области базы, которое во многих случаях близко к экспоненциальному. Тогда исследование переходных процессов переключения  $p-n$  переходов из режима прямого тока в режим смещения обратным напряжением сводится к решению краевой задачи с начальным условием

$$P(X,0) = P(0,0)e^{-X},$$

где  $P(0,0)$  – концентрация НН на границе  $p-n$  перехода ( $X=0$ ) в начальный момент времени ( $T=0$ ). На рис. 2.6 представлены графические интерпретации рассмотренных выше типов начальных условий.

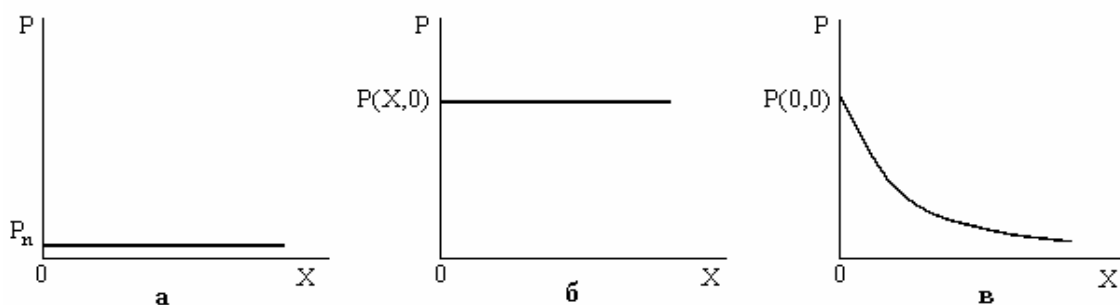


Рис. 2.6. Графическая интерпретация начальных условий: а - исходная равновесная концентрация неосновных носителей; б - равномерное распределение; в - экспоненциальное распределение концентрации НН в области базы

В общем случае начальное условие может отражать сложную функциональную зависимость концентрации НН от координаты. Обычно усложнение начальных условий сопровождается возрастанием трудностей получения адекватных математических моделей приемлемой для решения прикладных и теоретических задач сложности. Поэтому обоснованный выбор начального условия и соответственно метода исследования, обеспечивающего реализацию такого условия – составляющие проблемы исследований нестационарных процессов в полупроводниках.

**Граничные условия** - это необходимый классификационный признак краевых задач. Они отражают закономерности процесса на границах исследуемой области, что позволяет из множества интегральных кривых – решений дифференциального уравнения - выбрать единственное,

отвечающее конкретной краевой задаче. Применительно к задачам диффузии граничные условия отражают физические особенности взаимодействия исследуемого образца с внешней средой на его границах.

Физический смысл граничных условий различного типа можно рассмотреть на примере процессов переключения  $p$ - $n$  переходов из стационарного режима протекания прямого тока в режим обратного смещения с различными характеристиками внешней цепи (рис. 2.7).

Протекание прямого тока создает близкое к экспоненциальному стационарное распределение концентраций НН по толщине базы. Действие обратного смещения с нулевым сопротивлением источника и цепи приведет к практически полному падению напряжения смещения на  $p$ - $n$  переходе, поскольку сопротивление базовой области пренебрежительно мало по сравнению с сопротивлением перехода. В этих условиях  $p$ - $n$  переход превращается в идеальный поглотитель дырок, любая дырка на его границе под действием электрического поля быстро перебрасывается в область эмиттера, т.е. концентрация неосновных носителей на границе  $p$ - $n$  перехода со стороны базы поддерживается равной нулю (точнее,  $P_n$ ) на протяжении всего процесса переключения  $0 < T \leq \infty$  (рис. 2.7,а). Граничное условие, отражающее особенности рассматриваемого процесса, имеет вид  $P(0, T) = 0$ . Условию  $P(0, T) = P = \text{const}$  соответствует случай поддержания некой постоянной граничной концентрации во время переходного процесса.

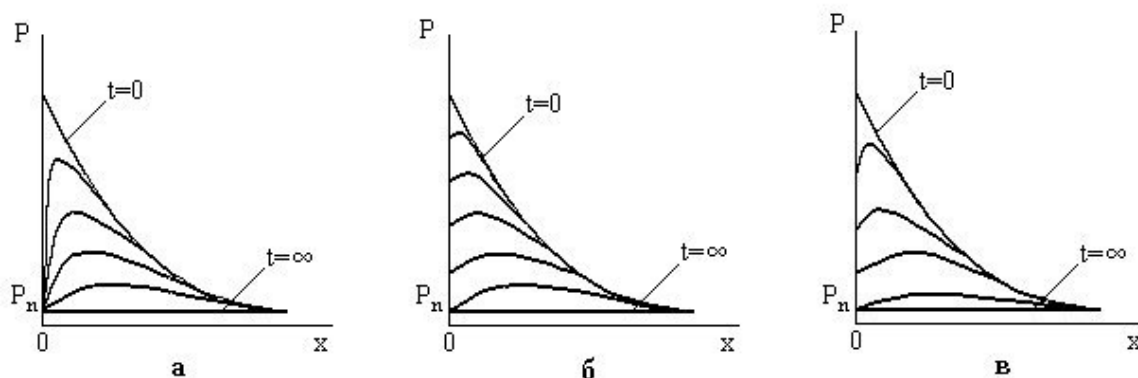


Рис. 2.7. Изменение концентрации НН в базовой области в процессе переключения  $p$ - $n$  перехода из стационарного режима протекания прямого тока в режим обратного смещения с различными характеристиками внешней цепи: а - нулевое сопротивление цепи; б - бесконечно большое сопротивление цепи; в - сопротивление цепи, соизмеримое с суммарным сопротивлением  $p$ - $n$  перехода и базовой области диода

Важно отметить, что градиент концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода в рассматриваемых случаях не остается постоянным, уменьшается со временем,  $\partial P(0, T) / \partial x \neq \text{const}$ . Это означает, что прямой



ток через  $p$ - $n$  переход имеет максимальное значение при  $T=0$  и убывает со временем по закону, характеризующему особенности процесса в конкретных условиях.

Обратное смещение  $p$ - $n$  перехода генератором тока, т.е. при наличии большого по сравнению с сопротивлением  $p$ - $n$  перехода сопротивления в цепи смещения сопровождается протеканием неизменного переходного тока на первой стадии процесса, когда граничная концентрация НН уменьшается от начального значения  $P_1$ , определяемого уровнем инжекции, до равновесного значения  $P_n$  (рис. 2.7,б). На второй стадии переходного процесса происходит дальнейшее уменьшение заряда НН с участием механизмов диффузии и рекомбинации. При этом градиент концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода уменьшается до нулевого значения, что соответствует спаду переходного тока. Граничное условие для первой стадии процесса может быть установлено из уравнения плотности диффузионного тока

$$j = -qD_p \frac{\partial P}{\partial x}.$$

Для нормированной координаты  $X = x / L_p$  получаем

$$\frac{\partial P(0, T)}{\partial X} = -\frac{jL}{qD_p} = -\frac{IL}{qD_p S} = -\frac{(U + U(T))L_p}{qRD_p S} = \text{const}, \quad (2.16)$$

где  $I$  – амплитуда переходного тока;  $R$  – суммарное сопротивление цепи смещения;  $S$  – площадь  $p$ - $n$  перехода;  $U$  – напряжение (ЭДС) источника внешнего смещения;  $U(T)$  – напряжение на  $p$ - $n$  переходе, определяемое значением граничной концентрации  $P_1$ . Из статистики Ферми-Дирака для невырожденных полупроводников следует

$$P_1 = P_n \exp\left(\frac{qU(T)}{kT}\right) = P_n \exp\left(\frac{U(T)}{\Phi_T}\right),$$

откуда

$$U(T) = \Phi_T \ln\left(\frac{P_1}{P_n}\right). \quad (2.17)$$

В соответствии с (2.16) постоянство тока через  $p$ - $n$  переход, включая случай переходного тока, обеспечивается только при неизменном значении градиента концентрации НН на границе перехода (рис. 2.7,б). Поскольку напряжение на  $p$ - $n$  переходе  $U(T)$  уменьшается по мере снижения граничной концентрации  $P_1$ , критерием выполнения условия (2.16) может служить неравенство  $U \gg U(0)$ . В момент времени  $T_1$  окончания первой стадии процесса выполняется условие  $P(0, T_1) = 0$ , являющееся граничным

для исследования второй стадии переходного процесса. Начальное условие краевой задачи  $P(X,0)$  находится из результата решения соответствующей задачи для первой стадии процесса при подстановке в найденную модель значения  $T = T_1$ .

Рассмотренный пример иллюстрирует общие закономерности влияния граничных условий на возможность нахождения аналитических решений краевых задач. Простым граничным условиям, типа рассмотренных выше, соответствуют относительно простые уравнения интегральных кривых - решения дифференциальных уравнений краевых задач. По мере усложнения временной зависимости концентрации неосновных носителей на границе области усложняется форма соответствующей интегральной кривой и ее математическое описание. На рис. 2.7, в представлена качественная интерпретация процессов изменения концентраций НН в базе диода, когда сопротивление цепи обратного смещения соизмеримо с суммарным сопротивлением  $p$ - $n$  перехода и базовой области диода. В этом случае изменение концентрации неосновных носителей во времени сопровождается уменьшением градиента концентрации на границе. Такая особенность приводит к отличиям форм импульсов переходных токов и напряжений от характерных для случаев простых граничных условий, что находит свое отражение в усложнении соответствующих математических моделей, в частности, представлении их рядами.

Разнообразие типов краевых задач даже в рамках одной предметной области обусловлено различиями дифференциальных уравнений, отражающих сложность исследуемых процессов при действии одного или множества различных факторов. Различные сочетания начальных или граничных условий также приводят к множеству вариантов решений. В итоге конечное, но большое множество краевых задач отображается на ограниченное множество известных методов решений, что и порождает проблему нахождения аналитических решений, наиболее приемлемых для практики.

### 2.3. Контрольные задания

1. Зонная диаграмма  $p$ <sup>+</sup>- $n$  перехода; положение уровня Ферми в  $p$ <sup>+</sup> и  $n$ -областях.
2. Концентрации, распределение и характеристики примесей в  $p$ <sup>+</sup> и  $n$ -областях резкого  $p$ - $n$  перехода.
3. Соотношение между концентрациями неосновных и основных носителей в  $p$  и  $n$ -областях  $p$ - $n$  перехода.

4. Зависимость коэффициента инжекции от концентрации примесей для резкого  $p-n$  перехода.

5. Факторы, определяющие стационарные и нестационарные распределения концентраций неравновесных неосновных носителей заряда в базовой области  $p-n$  перехода при воздействии импульса прямого тока (напряжения).

6. Влияние внутреннего сопротивления источника прямого смещения на закономерности стационарных и нестационарных распределений концентраций неравновесных НН в базовой области  $p-n$  перехода.

7. Особенности пространственно-временного распределения неравновесных неосновных носителей в базовой области  $p-n$  перехода при воздействии импульса прямого тока.

8. Особенности пространственно-временного распределения неравновесных НН в области базы при воздействии импульса напряжения прямого смещения.

9. Критериальные оценки “короткого” и “длинного” импульсов, “толстой” и “тонкой” базовой области.

10. Особенности распределения концентраций неравновесных неосновных носителей по координате и во времени в  $n$ -области при воздействии “короткого” импульса прямого тока.

11. Особенности распределения концентраций неравновесных НН по координате и во времени в  $n$ -области  $p-n$  перехода при воздействии “короткого” импульса напряжения.

12. Особенности распределения концентраций неравновесных неосновных носителей в базовой области диода по координате и во времени при воздействии “длинного” импульса тока.

13. Особенности распределения концентраций неравновесных НН в базовой области  $p-n$  перехода по координате и во времени при воздействии “длинного” импульса напряжения.

14. Влияние толщины базовой области диода на распределение неравновесных неосновных носителей по координате и во времени при воздействии “коротких” и “длинных” импульсов прямого тока.

15. Влияние толщины базовой области  $p-n$  перехода на распределение неравновесных НН по координате и во времени под воздействием “коротких” и “длинных” импульсов напряжения прямого смещения.

16. Характеристики (типы) контактов к базовой области диода и влияние их на пространственно-временное распределение концентраций неравновесных неосновных носителей в тонко- и толстобазовых диодах при воздействии импульсов прямого тока.

17. Характеристики (типы) контактов к базовой области диода и влияние их на пространственно-временное распределение концентраций неравновесных НН в тонко- и толстобазовых диодах при воздействии импульсов напряжения прямого смещения.

18. Основные отличия нестационарных процессов нарастания и спада концентраций неравновесных неосновных носителей при воздействиях “коротких” и “длинных” импульсов прямого тока на  $p$ - $n$  перехода.

19. Основные отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных НН при воздействии “коротких” и “длинных” импульсов напряжения прямого смещения на  $p$ - $n$  переход.

20. Отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных неосновных носителей в диодах с “тонкой” базой при воздействии импульсов прямого тока.

21. Отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных НН в диодах с “толстой” базой при воздействии импульсов напряжений прямого смещения.

22. Краевая задача: определение и характеристики.

23. Определение и классификация начальных условий краевой задачи.

24. Определение, назначение и классификация граничных условий краевой задачи.

25. Смысловая и физическая интерпретация граничных условий различных типов.

26. Смысловая и физическая интерпретация начальных условий различных типов.

## 2.4. Вопросы для тестирования

1. Амплитудно-временные характеристики переходных токов и напряжений в  $p^+$ - $n$  переходах определяются:

1.1. Концентрацией примеси в  $p^+$ -области;

1.2. Концентрацией и распределением по координате примесей в  $n$ -области;

1.3. Амплитудно-временными характеристиками (АВХ) воздействующих режимных факторов и концентрацией примеси в  $p^+$ -области.;

1.4. Амплитудно-временными характеристиками (АВХ) режимных факторов и концентрацией примеси в  $n$ -области;

1.5. Характеристиками внешней электрической цепи, электрофизическими и геометрическими характеристиками  $n$ -области.

2. При увеличении сопротивления внешней электрической цепи замыкания переходных токов полупроводникового диода градиент граничной концентрации неосновных примесей в базовой области :

- 2.1. Возрастает;
- 2.2. Убывает;
- 2.3. Остается неизменным;
- 2.4. Возрастает в диодах с тонкой базой;
- 2.5. Убывает только при увеличении длительности воздействующего импульса напряжения;
- 2.6. Возрастает при увеличении амплитуды воздействующего импульса напряжения.

3. Воздействие импульса прямого тока на полупроводниковый диод сопровождается формированием выброса на импульсе переходного напряжения, если:

- 3.1. Диод с тонкой высоколегированной базой;
- 3.2. Диод с толстой низколегированной базой;
- 3.3. Диод с тонкой низколегированной базой;
- 3.4. Диод с толстой высоколегированной базой;
- 3.5. На диод с толстой базой и высокой концентрацией примесей действует короткий импульс прямого тока;
- 3.6. На диод с тонкой базой действует длинный импульс прямого тока.

4. Емкостная реакция полупроводникового диода на импульс прямого тока обусловлена:

- 4.1. Тонкой базой и низким уровнем легирования;
- 4.2. Толстой базой и низким уровнем легирования;
- 4.3. Тонкой базой и высоким уровнем легирования;
- 4.4. Толстой базой и высоким уровнем легирования;
- 4.5. Действием короткого импульса на диод с тонкой базой и высоким уровнем легирования базовой области;
- 4.6. Действием длинного импульса на диод с низким уровнем легирования базовой области.

5. Временная зависимость напряжения на собственно *p-n* переходе при воздействии электрических сигналов ступенчатой формы на полупроводниковый диод определяется:

- 5.1. Концентрацией легирующих примесей и толщиной базовой области;
- 5.2. Длительностью импульса прямого смещения;
- 5.3. Сопротивлением электрической цепи;
- 5.4. Скоростью поверхностной рекомбинации на границе *p-n* перехода;

- 5.5. Толщиной и уровнем легирования базовой области;
- 5.6. Законом изменения концентрации неравновесных неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода во времени.
- 6. Форма импульса напряжения на полупроводниковом диоде при переключении из нейтрального в состояние прямого смещения обусловлена:
  - 6.1. Толщиной базы, концентрацией примесей в базовой области и длительностью управляющего сигнала;
  - 6.2. Величиной сопротивления внешней цепи, длительностью управляющего сигнала и толщиной области базы;
  - 6.3. Соотношением сопротивлений внешней цепи и базовой области, концентрацией легирующих примесей;
  - 6.4. Амплитудно-временными характеристиками управляющего сигнала;
  - 6.5. Длительностью и амплитудно-временными характеристиками управляющего сигнала;
  - 6.6. Пространственно-временным распределением неосновных неравновесных носителей в базовой области.
- 7. Дифференциальное сопротивление  $p-n$  перехода:
  - 7.1. Равно интегральному сопротивлению прямосмещенного перехода;
  - 7.2. Больше интегрального сопротивления прямосмещенного перехода;
  - 7.3. Меньше интегрального сопротивления прямосмещенного перехода;
  - 7.4. Меньше интегрального сопротивления при обратном смещении  $p-n$  перехода;
  - 7.5. Больше интегрального сопротивления обратносмещенного  $p-n$  перехода;
  - 7.6. Отрицательно и больше интегрального сопротивления при прямом смещении.
- 8. Скорость поверхностной рекомбинации на границе раздела полупроводник – невыпрямляющий металлический контакт характеризует:
  - 8.1. Плотность диффузионного тока неосновных носителей, вытекающего через контакт во внешнюю цепь;
  - 8.2. Число неосновных носителей заряда, рекомбинирующих в единичном объеме приповерхностного слоя в единицу времени;
  - 8.3. Среднее время жизни носителей заряда в приконтактной области базы;
  - 8.4. Дрейфовую скорость неосновных носителей приконтактной области;

8.5. Среднюю скорость теплового движения неосновных носителей в приконтактной области;

8.6. Градиент концентрации неосновных носителей на границе области базы.

9. Применение инжектирующих контактов сопровождается:

9.1. Повышением скорости протекания переходных процессов;

9.2. Увеличением длительности переходных процессов;

9.3. Возрастанием плотности диффузионного тока неосновных носителей через контакт;

9.4. Уменьшением заряда неосновных носителей в области базы при протекании прямого тока;

9.5. Изменением времени жизни неосновных носителей в базовой области диода;

9.6. Повышением скорости поверхностной рекомбинации.

10. Начальное условие краевой задачи отражает:

10.1. Закон распределения концентрации неосновных носителей по координате в базовой области  $p-n$  перехода в течение переходного периода;

10.2. Распределение концентрации неосновных носителей по координате в стационарном состоянии;

10.3. Распределение концентрации неосновных носителей в базовой области по координате в начальный момент времени;

10.4. Распределение концентрации неосновных носителей по координате и во времени в начальный момент времени;

10.5. Закон изменения концентрации неосновных носителей во времени на границе области базы.

11. Граничные условия характеризуют:

11.1. Значения концентраций неосновных носителей в начальный момент времени на границах базовой области;

11.2. Законы изменения концентраций неосновных носителей во времени на границах базовой области;

11.3. Закон изменения концентрации неосновных носителей по координате;

11.4. Стационарное распределение концентрации неосновных носителей по координате;

11.5. Величины градиентов концентраций неосновных носителей на границах базовой области в начальный момент времени;

11.6. Скорости изменения концентраций неосновных носителей на границах базовой области.

### Глава 3. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В *p-n* ПЕРЕХОДАХ В РЕЖИМАХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

Ключевые режимы работы диодов и транзисторов характерны как для дискретных устройств импульсной и цифровой техники различного назначения, так и для цифровых микросхем широкого применения. Они отличаются ступенчатым изменением управляющих токов и напряжений, вызывающих переходные процессы перераспределения концентраций неосновных неравновесных носителей заряда в базовых областях диодов и транзисторов. Законы изменения концентраций неосновных носителей определяют амплитудно–временные характеристики переходных токов и напряжений на *p-n* переходах. Даже кратковременное превышение допустимых уровней переходных токов или напряжений может послужить причиной развития необратимых отказов транзисторов. Задержки формирования фронта или среза информационного сигнала вследствие сложных законов перераспределения концентраций неосновных носителей часто сопровождаются параметрическими отказами в цифровых устройствах. Указанные явления особенно опасны в быстродействующих устройствах с малыми длительностями сигналов и высокими тактовыми частотами. При этом понятия “большого” сигнала, “допустимого уровня тока или напряжения” являются относительными. Так, для разрядных усилителей записи-считывания в составе микросхем памяти, например БИС ОЗУ с произвольной адресной выборкой, “большими” являются коллекторные токи транзисторов, измеряемые единицами микроампер, а коллекторные напряжения – десятками милливольт. Для микросхем управления электроприводами различной мощности уровни токов и напряжений возрастают на несколько порядков. Однако во всех случаях действуют единые физические законы формирования переходных процессов.

Осуществимые варианты режимных переключений *p-n* переходов, представляющие интерес для исследований, определяются особенностями схемотехники биполярных микросхем, цифровых устройств на дискретных элементах, а также прикладными задачами разработки методик исследования электрофизических характеристик полупроводников. На рис. 3.1 представлены входная и выходная цепи ИС ТТЛ-типа, содержащие *p-n* переходы. Каждый эмиттерный *p-n* переход многоэмиттерного транзистора (рис. 3.1,а) в состоянии логического нуля на входе  $U_{\text{вх}}^0 = 0,4\text{ В}$  работает в режиме прямого смещения; вытекающий входной ток достигает в зависимости от серии микросхемы значений 2,3 мА. Появление сигнала логической единицы на входе  $U_{\text{вх}}^1 = 2,8\text{ В}$  переводит эмиттерный переход



в режим обратного смещения, а входной многоэмиттерный транзистор – в нормальный инверсный режим, когда коллекторный переход смещается в прямом направлении. Поэтому при разработке быстродействующих ТТЛ ИС учитывают динамику процессов переключения входной цепи для различных физико-топологических моделей многоэмиттерного транзистора и электрических режимов его работы.

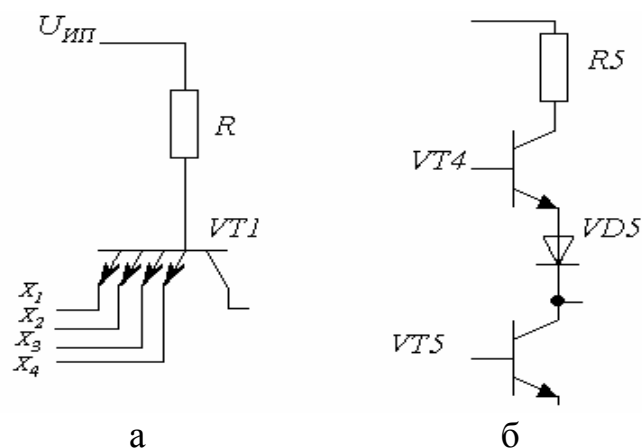


Рис. 3.1. Входная (а) и выходная (б) цепи ИС ТТЛ-типа

Более высокий уровень коммутируемых токов характерен для диода  $VD5$  в выходной цепи ТТЛ ИС [3] (рис. 3.1,б). В состоянии логической единицы на выходе, когда на коллекторе закрытого транзистора  $VT5$  напряжение  $U_{ВХ}^1 = 2 - 3$  В, через диод  $VD5$  протекает прямой ток  $I_{ВЫХ}^1 = 5 - 12$  мА. Смена выходного логического состояния сопровождается запирающим транзистора  $VT4$ , отпиранием  $VT5$  и переходом диода  $VD5$  в режим практически нулевого смещения. Очевидно, длительность процесса переключения диода  $VD5$  из режима прямого тока в нейтральное состояние определяет в числе прочих факторов длительность среза выходного сигнала и быстродействие ИС ТТЛ-типа.

Отмеченные выше, а также специальные режимы переключения диодов широко применяются для определения времени жизни НН в полупроводниках, зависимости его от концентрации НН, наличия примесей, образующих глубокие уровни в запрещенной зоне [4], [5]. Одним из условий решения подобных задач является существование адекватных математических моделей, отражающих в явной форме зависимости параметров переходных процессов от электрофизических характеристик материала базовой области диода. В свою очередь, адекватные теоретические модели переходных процессов являются результатом решения соответствующих краевых задач. Рассмотрим постановку и решение некоторых из них.

### 3.1. Переключение диода из режима постоянного прямого тока в режим обратного смещения

Характеристики переходных процессов в рассматриваемом случае существенно зависят от двух факторов: уровня инжекции  $\Delta$ , определяющего соотношение концентраций НН и основных равновесных носителей в базе; величины сопротивления цепи замыкания переходного тока. Сопротивление цепи может изменяться от нуля (режим короткого замыкания) до бесконечности (режим холостого тока). Различные сочетания указанных факторов даже в рамках одной физической модели диода (диод с полубесконечной областью базы  $n$ -типа) должны получить отражение в краевых задачах в виде соответствующих модификаций уравнения диффузии и граничного условия при неизменном начальном условии. Для случая низкого уровня инжекции и режима короткого замыкания  $R=0$  (см. рис. 2.1) краевая задача имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{\partial^2 P}{\partial X^2} - (P - P_n); \quad P(0, T) = 0; \quad P(X, 0) = \frac{jL_p}{qD_p} e^{-X} + P_n. \quad (3.1)$$

Задача (3.1) может быть интерпретирована следующим образом. Необходимо определить закон изменения концентрации  $P(X, T)$  НН в области базы, начиная с момента переключения на обратное смещение, при отсутствии сопротивления в цепи смещения и экспоненциальном распределении неосновных носителей по координате в начальный момент времени. Решение такой задачи позволяет, используя зависимость (2.9) для плотности диффузионного тока на границе  $p$ - $n$  перехода ( $X=0$ ), найти закон изменения переходного тока.

Постановка краевой задачи в виде (3.1) отражает некоторую идеализацию реальных физических процессов. В наибольшей степени это относится к граничному условию  $P(0, T)=0$ . Из него вытекает существование бесконечно большого градиента концентрации НН в начальный момент времени  $T=0$  (см. рис. 2.7,а) и соответственно бесконечно большой амплитуды переходного тока. В реальных условиях даже малое сопротивление базовой области ограничивает амплитуду переходного тока конечным значением. Обоснованием целесообразности такой идеализации является возможность получения относительно простых математических моделей релаксационных процессов при удовлетворительном соотношении расчетных и экспериментальных величин по истечении малого времени ( $T=0,001-0,01$ ) от начала процесса.

Вид дифференциального уравнения (3.1) соответствует случаю, когда единственным механизмом рекомбинации НН является объемная рекомбинация, протекающая с постоянной скоростью в любой точке

пространства базовой области. Полубесконечное приближение (иначе “толстая база”) означает, что процессы изменения концентрации неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода не влияют на механизмы изменения концентрации в периферийных областях базы. Это же относится и к приконтактной области. Поэтому в диодах с “толстой” базой можно ограничиться заданием лишь одного условия на границе  $p-n$  перехода. Практически такое приближение допустимо, когда физическая толщина базы не менее диффузионной длины НН. С учетом этих особенностей сформулирована краевая задача (3.1), относящаяся к числу наиболее простых. Решение ее имеет вид

$$P(X, T) = P_n \left( 1 - e^{-X} \right) + \frac{P_1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{T} - \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \sqrt{T} + \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) \right], \quad (3.2)$$

где  $P_1 \cong j_f L_p / qD_p$  - концентрация дырок на границе  $p-n$  перехода в начальный момент времени;  $j_f$  - плотность прямого тока через  $p-n$  переход;  $\operatorname{erfc}$  - дополнение интеграла функции ошибок,

$$\operatorname{erfc} z = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy.$$

На рис. 3.2 приведена графическая интерпретация решения (3.2) в различные моменты времени. Она показывает, что наиболее значительные изменения концентрации НН происходят в момент переключения  $T=0$  на границе  $p-n$  перехода ( $X=0$ ), постепенно распространяясь в периферийные области базы. При этом граничная концентрация дырок скачком изменяется от значения  $P_1$  до нуля вследствие мгновенного переброса дырок с границы перехода в  $p$ -область электрическим полем, возникающим в результате действия ступенчатого напряжения обратного смещения. В рассматриваемом случае  $p-n$  переход действует как идеальный поглотитель дырок, достигающих его границы в результате диффузионного переноса из периферийных областей.

Плотность обратного переходного тока определяется по выражению (3.2) и граничному условию (2.2) при  $X=0$

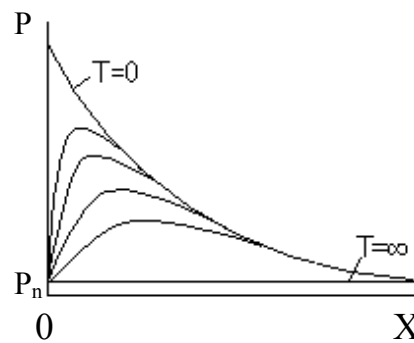


Рис. 3.2. Изменение концентрации НН в базовой области в процессе переключения  $p-n$  перехода из стационарного режима протекания прямого тока в состояние обратного смещения генератором напряжения с нулевым внутренним сопротивлением

$$j(T) = -\frac{qD_p P_n}{L_p} - \frac{qD_p P_1}{L_p} \left( \frac{e^{-T}}{\sqrt{\pi T}} - \operatorname{erfc}\sqrt{T} \right). \quad (3.3)$$

Так как  $-qD_p P_n / L_p = j_s$ ,  $-qD_p P_1 / L_p = j_f$ , где  $j_s$  - плотность обратного теплового тока через  $p$ - $n$  переход, представим (3.3) в виде

$$j(T) = -j_f \left( \frac{e^{-T}}{\sqrt{\pi T}} - \operatorname{erfc}\sqrt{T} \right), \quad (3.4)$$

отражающем соотношении  $j_f \gg j_s$ . Знак минус в (3.4) учитывает противоположные направления протекания переходного и прямого токов.

Из выражения (3.4) следует, что плотность обратного переходного тока при  $T=0$  стремится к бесконечности. Это является следствием граничного условия  $P(0, T)=0$  в краевой задаче (3.1), допускающего мгновенное уменьшение концентрации НН до нуля на границе  $p$ - $n$  перехода в момент переключения диода обратным смещением. Многочисленные попытки устранения несоответствия реальным процессам путем различных уточнений граничного условия не привели к получению приемлемых по сложности моделей переходных процессов. Поэтому выражение (3.4) остается базовым, так как обеспечивает достаточную точность воспроизведения переходного процесса, начиная с малых значений времени  $T > 0,01$ . На рис. 3.3 представлена нормированная зависимость переходного тока, построенная по (3.4). Она может быть использована для экспериментального определения времени жизни НН при различных уровнях инжекции  $\tau_p(\Delta)$ .

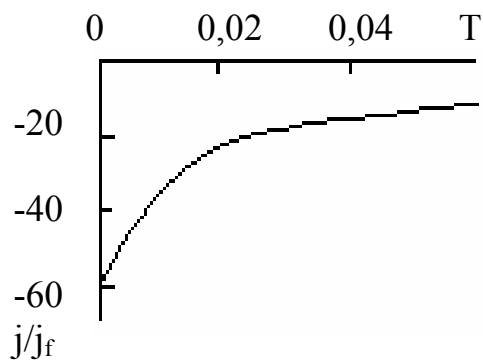


Рис. 3.3. Нормированная зависимость переходного тока при переключении  $p$ - $n$  перехода из режима прямого тока в режим обратного смещения генератором напряжения

При выводе уравнения (3.4) не учитывалось влияние барьерной емкости  $p$ - $n$  перехода на амплитудно-временную характеристику процесса. Такое упрощение оправдано, так как в режиме короткого замыкания и соответствующем граничном условии в краевой задаче (3.1) перезаряд малой барьерной емкости происходит мгновенно, т.е. длительность этого процесса  $t = 2,5RC \cong 0$ .

Изменение концентрации неосновных носителей в процессе релаксации электронной системы к состоянию равновесия сопровождается

изменением заряда в базовой области. Зарядовые характеристики часто

используются для получения интегральных оценок переходных процессов. В рассматриваемом случае за время протекания прямого тока плотностью  $j_f$  в базовой области накапливается заряд НН  $Q_f$ . В процессе переключения часть НН переходит в область эмиттера, образуя диффузионный ток плотностью  $j(T)$ . Соответствующий заряд называют зарядом переключения  $Q_s$ . Остальная часть носителей рекомбинирует, она характеризуется зарядом  $Q_R$ . Соотношения между накопленным зарядом  $Q_f$ , зарядом переключения  $Q_s$  и зарядом рекомбинации  $Q_R$  находятся из следующих условий. Заряд переключения определяется интегрированием обратного переходного тока по времени

$$Q_s = S \int_0^{\infty} j(T) dT. \quad (3.5)$$

Подстановка (3.4) в (3.5) и интегрирование приводит к результату

$$Q_s = I_f \tau_p / 2 = Q_f / 2, \quad (3.6)$$

где  $I_f$  – прямой ток, протекавший через  $p$ - $n$  переход до момента переключения. Из (3.6) следует, что накопленный заряд  $Q_f$  так же, как и заряд переключения определяется только величиной прямого тока и временем жизни НН. Важно отметить, что в режиме короткого замыкания половина накопленного заряда в процессе переключения вытекает во внешнюю цепь, другая половина рекомбинирует. По мере возрастания сопротивления цепи смещения сокращается доля накопленного заряда, перетекающего во внешнюю цепь в процессе переключения, и соответственно возрастает заряд НН, рекомбинирующих в области базы.

Переходной процесс переключения диода из режима прямого тока в режим обратного напряжения при не равном нулю сопротивлении цепи смещения характеризуется рядом особенностей. На первой стадии процесса величина тока ограничивается сопротивлением цепи смещения и не зависит от свойств диода. Постоянный переходный ток  $I_0$  определяется из условия

$$I_0 = U/R \quad (3.7)$$

где  $U$  - напряжение обратного смещения,  $R$  - сопротивление цепи смещения, включая сопротивление базовой области.

Условие (3.7) означает, что сопротивление собственно  $p$ - $n$  перехода практически равно нулю, а градиент концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода задается выражением (2.15), что позволяет представить краевую задачу в виде

$$\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{\partial^2 P}{\partial X^2} - (P - P_n); \quad \frac{\partial P(0, T)}{\partial X} = -\frac{UL_p}{qRD_p S}; \quad P(X, 0) = \frac{jL_p}{qD_p} e^{-X} + P_n. \quad (3.8)$$

Задача (3.8) отличается от (3.1) граничным условием

$$\frac{\partial P(0, T)}{\partial X} = -\frac{UL}{qRD_p S}.$$

Оно отражает реализацию двух фундаментальных законов для переходного тока. В любой момент времени обратный ток  $p$ - $n$  перехода определяется законом Ома. В то же время этот ток является диффузионным током, поэтому должен соответствовать градиенту концентрации на границе  $p$ - $n$  перехода со стороны базовой области. Совместное выполнение этих законов формализовано в виде граничного условия задачи (3.8). Решение ее имеет вид

$$P(X, T) = P_1 \left\{ e^{-X} - \frac{jf + j_0}{2jf} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}} - \sqrt{T}\right) - e^{-X} \operatorname{erfc}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}} + \sqrt{T}\right) \right] \right\}. \quad (3.9)$$

Графическая интерпретация зависимости (3.9) представлена на рис. 3.4. Из него следует, что первая стадия переходного процесса при  $R \neq 0$  заканчивается, когда концентрация НН на границе  $p$ - $n$  перехода спадает до нуля в момент времени  $T_1$ . Следовательно,  $T_1$  – длительность первой стадии переходного процесса, по окончании которой в базовой области

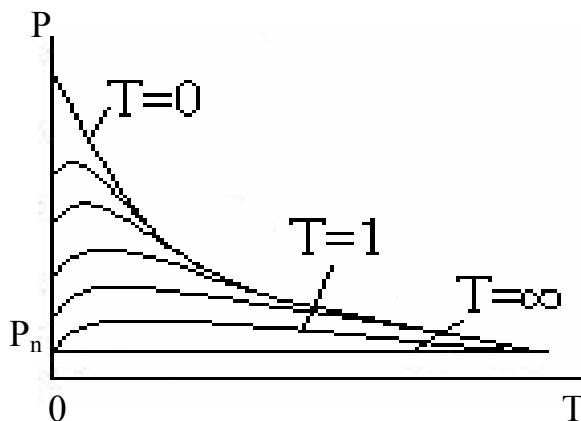


Рис. 3.4. Распределение концентраций НН при переключении  $p$ - $n$  перехода из режима прямого тока в состояние обратного смещения генератором напряжения с отличным от нуля внутренним сопротивлением

устанавливается некоторое распределение концентрации НН по координате  $P(X, T_1)$ , определяемое по выражению (2.9) подстановкой значения  $T = T_1$ . Поскольку градиент концентрации НН при  $T = T_1$  отличен от нуля, переходной ток течет и после окончания первой стадии процесса, т.е. при  $T > T_1$  до момента, когда граничный градиент концентрации достигает нулевого значения. Следует отметить, что на первой стадии процесса градиент

концентрации на границе уменьшается, что соответствует снижению амплитуды переходного тока при  $T \rightarrow T_1$ .

Краевая задача для второй стадии процесса принимает вид

$$\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{\partial^2 P}{\partial X^2} - (P - P_n); \quad P(0, T) = 0; \quad P(X, 0) = P(X, T_1), \quad (3.10)$$

где  $P(X, T_1)$  определяется из (3.9)

$$P(X, T_1) = \left\{ P_1 e^{-X} + \frac{j_f + j_0}{2j_f} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{T_1}} - \sqrt{T_1} \right) - e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{T_1}} + \sqrt{T_1} \right) \right] \right\}. \quad (3.11)$$

Краевая задача (3.10) для второй стадии продолжительностью  $T_2$  процесса переключения диода на обратное смещение генератором напряжения отличается от задачи (3.8) для первой стадии граничным условием  $P(0, T) = 0$ . Это означает, что наряду с условием равенства диффузионного тока значению, определяемому законом Ома, требуется выполнение еще более сильного условия равенства нулю концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода. На этой стадии процесса переходной ток спадает до нуля.

Длительность первой стадии  $T_1$  находится из (3.9) подстановкой значения  $P(X, T) = 0$  в левую часть при  $X=0$  и  $T=T_1$  в правую. В результате

$$\operatorname{erf} \sqrt{T_1} = \frac{j_f}{j_f + j_0} = \frac{1}{1 + B}, \quad (3.12)$$

где  $B = j_0/j_f = I_0/I_f$  – параметр, характеризующий режим переключения;  $I_0$  – обратный ток на первой стадии переключения, определяемый по (3.7). Выражение (3.12) – классическое соотношение, связывающее время жизни НН  $\tau_p$  с длительностью  $t_1$  первой стадии (“полочки”) переходного процесса (см. рис. 3.3) и режима переключения  $I_0/I_f$ . Зависимость длительности первой фазы от режима переключения представлена на рис. 3.5. Из (3.12) и рис. 3.5 следует, что длительность первой стадии определяется только временем жизни неосновных носителей  $\tau_p$  и режимом переключения  $j_0/j_f$ .

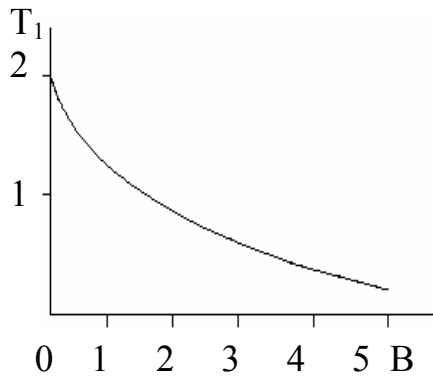


Рис. 3.5. Зависимость длительности первой стадии процесса переключения из состояния прямого тока в режим обратного смещения от параметра переключения  $V=j_0/j_f$

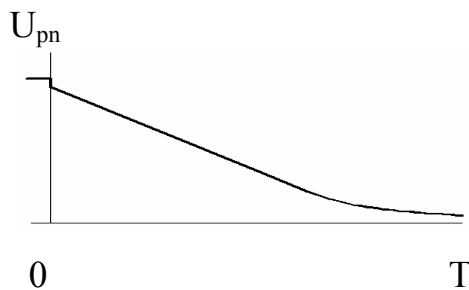


Рис.3.6. Изменение переходного напряжения на первой стадии переключения  $p-n$  перехода в состояние обратного смещения

Результаты анализа первой стадии переходного процесса позволяют объяснить изменение переходного напряжения на  $p-n$  переходе во времени, представленное на рис. 3.6. Ступенчатый перепад напряжения в момент переключения равен падению напряжения на базовой области, обусловленному протеканием прямого тока. Следовательно, по известному прямому току и величине перепада напряжения можно определить сопротивление базовой области. Изменение напряжения на  $p-n$  переходе на первой стадии процесса происходит практически линейно по закону

$$U(t) = \Phi_T \ln \frac{P(0, T)}{P_n}. \quad (3.13)$$

В конце первой стадии, когда  $T \rightarrow T_1$ , а  $P(0, T) \rightarrow P_n$ , линейный закон переходит в экспоненциальный, при этом напряжение на  $p-n$  переходе продолжает оставаться положительным. В момент  $T = T_1$ , когда  $P(0, T) = P_n$ , напряжение  $U_{pn}(T)$  равно нулю, затем

принимает отрицательное значение и достигает уровня напряжения обратного смещения  $U$ , что соответствует условию  $P(0, T) = 0$ . Закон изменения переходного напряжения во времени в этот период определяется особенностями изменения концентрации НН на второй стадии процесса. Его определение требует решения краевой задачи (3.10). Строгое решение при использовании начального условия (3.11) получить не удастся. Поэтому для решения прикладных задач используются различные варианты приближенных решений.

Рассмотренные закономерности переключения  $p-n$  переходов из состояния смещения прямым током в режим смещения обратным напряжением объясняют особенности переходных процессов, вызывающих искажения информационных сигналов в биполярных цифровых интегральных микросхемах, транзисторах и полупроводниковых диодах. Минимизация искажений является одним из условий обеспечения информационной надежности. Такая задача особенно



актуальна при разработке интегральных электронных узлов наносекундного и субнаносекундного диапазонов быстрого действия, работающих в микроамперных и милливольтных электрических режимах функционирования. Одним из условий ее решения является оптимизация электрических режимов смены состояний на основе полученных моделей.

### 3.2. Переключение диода из режима прямого тока в нейтральное состояние

Приведенные выше результаты анализа переходных процессов при переключении диода из режима прямого тока в режим обратного смещения показывают, что получить строгие оценки влияния сопротивления цепи смещения на параметры процесса не удастся. Сложность такой задачи возрастает при относительно малых, соизмеримых с сопротивлением  $p-n$  перехода, значениях нагрузочных сопротивлений цепи смещения. Увеличение этого сопротивления в пределе до бесконечности приводит к режиму холостого хода. Такой режим представляет особый интерес по ряду причин. Отсутствие переходного тока означает, что единственным механизмом релаксации электронной системы является объемная рекомбинация неосновных носителей в базовой области. Это налагает определенные ограничения на граничное условие, что вызывает необходимость постановки новой краевой задачи. Решение ее позволит определить закон изменения напряжения на  $p-n$  переходе в процессе релаксации. Практическая значимость режима холостого хода объясняется возможностью эффективного использования его для исследований электрофизических параметров полупроводников и зависимостей их от уровня инжекции вследствие специфических особенностей процесса спада послеинжекционной ЭДС.

Граничное условие в режиме холостого хода определяет закон изменения концентрации НН  $P_1$  на границе  $p-n$  перехода во времени. Для нахождения этого закона достаточно воспользоваться решением (3.9), в котором считать  $j_0 = 0$ ,  $X = 0$ . Тогда

$$P(0, T) = P_1 \operatorname{erfc} \sqrt{T}. \quad (3.14)$$

Величины  $P(0, T)$  и  $P_1$  учитывают полную концентрацию неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода. Поскольку переходный процесс обусловлен изменением концентрации лишь неравновесных неосновных носителей, выражение (3.14) целесообразно представить в виде

$$P(0, T) - P_n = (P_1 - P_n) \operatorname{erfc} \sqrt{T},$$

позволяющем с учетом (3.13) определить временную зависимость напряжения на  $p-n$  переходе в виде

$$U_{pn}(T) = \Phi_T \ln \left[ 1 + \left( \exp \frac{U(0)}{\Phi_T} - 1 \right) \operatorname{erfc} \sqrt{T} \right],$$

где  $U(0)$  - напряжение на  $p-n$  переходе в момент окончания импульса прямого тока. При  $U(0) \gg \Phi_T$  временная зависимость принимает вид

$$U_{pn}(T) = \Phi_T \ln \left[ 1 + \left( \exp \frac{U(0)}{\Phi_T} \right) \operatorname{erfc} \sqrt{T} \right]. \quad (3.15)$$

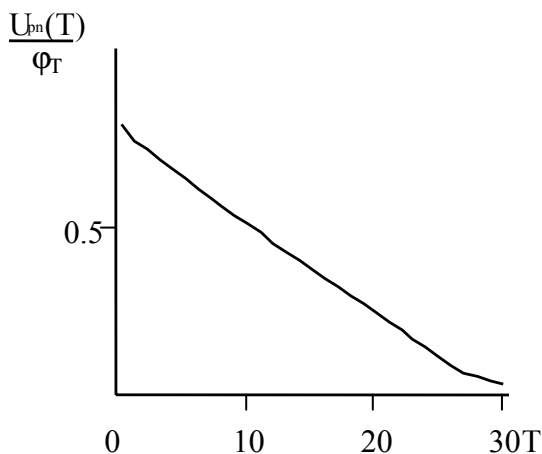


Рис. 3.7. Изменение напряжения послеинжекционной ЭДС на  $p-n$  переходе во времени,  $U(0)/\Phi_T = 30$

Относительно сложная функциональная зависимость (3.15) имеет простую графическую интерпретацию (рис. 3.7).

На временном интервале продолжительностью  $T=10-20$  изменение напряжения  $U_{pn}(T)$  происходит практически по линейному закону. Исследования выражения (3.15) показали, что с погрешностью не более 20% в интервале значений  $2 < T < (U(0)/\Phi_T) - 2$  переходное напряжение послеинжекционной

ЭДС спадает по линейному закону

$$\frac{dU_{pn}(t)}{dt} = -\frac{\Phi_T}{\tau_p}. \quad (3.16)$$

Из уравнения (3.16) следует, что скорость уменьшения  $U_{pn}(t)$  обратно пропорциональна времени жизни НН в области базы. В реальных условиях линейная зависимость для кремниевых диодов наблюдается в интервале времени  $2 < T < 20$ . Это позволяет использовать рассматриваемый режим для экспериментального определения малых значений времени жизни – десятки наносекунд. Линейный спад напряжения на  $p-n$  переходе происходит до его значений, соизмеримых с величиной  $\Phi_T$ . На завершающей стадии переходного процесса спад напряжения происходит по экспоненциальному закону.

Приведенные соотношения отражают физическую сущность процессов релаксации в режиме холостого хода. Отсутствие переходного тока означает преобладание процессов рекомбинации над диффузионными процессами в результирующем механизме установления концентрации НН

на границе  $p$ - $n$  перехода. Во времени такой процесс при линейном законе рекомбинации описывается известным соотношением

$$P(t) = (P_1 - P_n) e^{-\frac{t}{\tau_p}}. \quad (3.17)$$

Учитывая (3.13), напряжение на  $p$ - $n$  переходе представляется в виде

$$U_{pn}(t) = \varphi_T \ln\left(\frac{P_1}{P_n} - 1\right) - \varphi_T \frac{t}{\tau_p}.$$

Поскольку всегда выполняется условие  $P_1 \gg P_n$ , временная зависимость напряжения на  $p$ - $n$  переходе при учете только механизма линейной объемной рекомбинации имеет вид

$$U_{pn}(t) = U(0) - \varphi_T \frac{t}{\tau_p}. \quad (3.18)$$

Из (3.18) вытекает линейный закон спада послеинжекционной ЭДС для временного интервала существования переходного процесса. Сопоставление (3.15) и (3.18), отражающих соответственно результаты анализа в рамках диффузионно-рекомбинационного и рекомбинационного приближений, позволяет количественно оценить роль механизмов диффузии в переходном процессе. Из (3.14) следует, что на начальной стадии процесса, т.е. в интервале значений  $0 < T < 2$ , происходит быстрое изменение граничной концентрации НН вследствие диффузии их от границы перехода в периферийные области базы. Дальнейшее снижение граничной концентрации происходит в результате рекомбинации, что и определяет линейный закон уменьшения переходного напряжения (3.15) и (3.18).

Рассмотренный подход к решению задачи определения временной зависимости напряжения на  $p$ - $n$  переходе после переключения его в режим холостого хода отличается от традиционного. Типовое решение краевой задачи предусматривает нахождение закона распределения  $P(X, T)$  НН по известным начальному и граничному условиям. Закон изменения концентрации на границе  $p$ - $n$  перехода  $P(0, T)$  и соответственно напряжения на  $p$ - $n$  переходе определяется подстановкой значений  $X = 0$  в найденное решение  $P(X, T)$ . В рассмотренном выше варианте решать краевую задачу не потребовалось, поскольку искомая зависимость отражается самим граничным условием. В качестве граничного условия использовался частный случай решения (3.9) при  $X = 0$ ,  $j_0 = 0$ , что можно интерпретировать как режим холостого хода.

Реализация режима холостого хода в условиях эксперимента затруднена, так как входные сопротивления измерительных приборов или

нагрузочных цепей конечны. Это означает, что в реальных условиях всегда существует цепь замыкания обратного тока. Величина сопротивления  $R_H$  этой цепи определяет степень влияния ее на переходный процесс спада послеинжекционного напряжения. После окончания импульса прямого тока через сопротивление  $R_H$  протекает обратный ток, обусловленный напряжением  $U_{pn}(t)$  на  $p-n$  переходе. При малых значениях  $R_H$  обратный ток  $U_{pn}(t)/R_H$  ускоряет спад переходного напряжения (рис. 3.7).

Количественная оценка влияния  $R_H$  на релаксационный процесс в [1] получена, исходя из следующих предположений. Влиянием сопротивления  $R_H$  можно пренебрегать до тех пор, пока снижение концентрации неосновных носителей в базе вследствие протекания тока через  $R_H$  пренебрежимо мало по сравнению с уменьшением концентрации в результате рекомбинации. Предполагается, что при некотором характеристическом значении времени  $T = T_c$  выполняется условие

$$\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_j = \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_r, \quad (3.19)$$

означающее равенство скоростей токового рассасывания и рекомбинации. Скорость  $(\partial P/\partial t)_r$  резко возрастает при  $T < T_c$  вследствие экспоненциальной зависимости концентрации дырок в базе от времени (3.17). Следовательно, выполнение условия (3.19) означает, что до момента  $T = T_c$  спад послеинжекционного напряжения происходит так же, как и в режиме холостого хода, а при  $T > T_c$  закон изменения  $U(t)$  определяется сопротивлением  $R_H$ . Расчет скоростей  $(\partial P/\partial t)_r$  и  $(\partial P/\partial t)_j$  приводит к уравнению для определения  $T_c$

$$\ln \operatorname{erfc} \sqrt{T_c} + \frac{U(0)}{\varphi_T} = \varphi_T I_f R_H e^{-T_c}. \quad (3.20)$$

Уравнение (3.20) трансцендентное, поэтому решение его можно найти итерационным методом. В [1] приведены результаты расчетов для  $U(0) = 0,7$  В: при изменении  $\varphi_T I_f R_H$  в пределах  $5 \cdot 10^2 - 10^5 T_c$  возрастает от 1 до 10.

В соответствии с исходными положениями, снижение концентрации НН в базе, начиная с момента  $T > T_c$ , происходит только в результате протекания переходного тока через  $R_H$ . Его величина приближенно определяется уравнением

$$I(t) = I(t_c) \exp(-t/\tau_p), \quad (3.21)$$

где  $I(t_c)$  – величина переходного тока в момент  $t_c$ ,  $I(t) = U(t)/R_H$ .

Из формулы (3.21) вытекает экспоненциальный закон спада послеинжекционного напряжения, начиная с момента  $t > t_c$ , с характеристическим временем  $\tau_p$ .

Расчеты позволили определить величину  $R_H$ , при которой сохраняется линейный закон  $U(t)$  в интервале значений  $2 < T < (U(0)/\Phi_T) - 2$ , т.е. когда  $R_H$  можно считать практически бесконечной величиной  $R_{H\infty}$ ,

$$R_{H\infty} \cong 1,5 \frac{\Phi_T}{I_f} e^{T_m}, \quad (3.22)$$

где  $T_m = (U(0)/\Phi_T) - 2$ ;  $\Phi_T/I_f$  – сопротивление прямосмещенного  $p$ - $n$  перехода. Зависимость  $T_m$  от прямого тока выражается через граничную концентрацию НН  $P_1 \cong j_f L_p / q D_p$  и начальное напряжение на  $p$ - $n$  переходе  $U(0) = \Phi_T \ln(P_1/P_n)$ , что позволяет записать

$$T_m = \frac{U(0)}{\Phi_T} - 2 = \ln \left( \frac{j_f L_p}{q D_p P_n} \right) - 2.$$

Тогда оценка (3.22) принимает вид

$$R_{H\infty} \cong 0,2 \frac{\Phi_T}{I_f} \frac{j_f L_p}{q D_p P_n} = 0,2 \frac{\Phi_T L_p}{S q D_p P_n} = 0,2 \frac{\Phi_T}{S q P_n} \sqrt{\frac{\tau_p}{D_p}}, \quad (3.23)$$

где  $S$  – площадь  $p$ - $n$  перехода. Учитывая соотношение между концентрациями основных  $n_n$  и неосновных  $p_n$  носителей для  $n$ -области  $n_n p_n = n_i^2 = N_d p_n$ , где  $N_d$  – концентрация донорных примесей представим уравнение (3.23) в виде

$$R_{H\infty} \cong 0,2 \frac{\Phi_T N_d}{S q n_i^2} \sqrt{\frac{\tau_p}{D_p}}. \quad (3.24)$$

Из выражения (3.24) следует, что величина минимального сопротивления в цепи замыкания обратного тока  $p$ - $n$  перехода, при котором сохраняются условия холостого хода, пропорциональна концентрации донорных примесей в области базы. Более строгая оценка должна учитывать зависимость  $\tau_p(N_d)$ . Рассмотрим пример. Пусть  $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $S = 10^{-8} \text{ м}^2$ ,  $\tau_p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ,  $D_p = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Phi_T = 0,024 \text{ В}$ ,  $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $n_i = 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Расчет по (3.24) приводит к оценке

$R_{H\infty} = 7,5 \cdot 10^{11}$  Ом. Столь большое значение нагрузочного сопротивления означает, что в реальных условиях процесс спада послеинжекционного напряжения всегда будет иметь точку излома, в которой линейный участок зависимости переходит в экспоненциальный. Степень приближения этой точки к моменту окончания процесса возрастает для  $p-n$  переходов с большой площадью и малой степенью легирования области базы. Действительно, расчет по (3.24) при измененных значениях  $S = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ ,  $N_d = 10^{21} \text{ м}^{-3}$  дает  $R_{H\infty} = 3 \cdot 10^9$  Ом, что значительно меньше предыдущей, но все еще нереализуемой практически величины. Важно отметить, что величина  $R_{H\infty}$  не зависит от прямого тока, т.е. не поддается регулированию изменением режима накопления заряда НН в области базы.

В реальных условиях регистрации переходных процессов параллельно диоду подключается емкость  $C_H$ , равная сумме паразитных емкостей монтажа и входной емкости измерительного прибора. При протекании прямого тока  $I_f$  конденсатор с емкостью  $C_H$  заряжается до напряжения  $U(0)$ . Начиная с момента отключения прямого тока через  $p-n$  переход будет протекать прямой ток, обусловленный зарядом конденсатора, частично восполняющий убыль заряда НН в базовой области вследствие рекомбинации. Следовательно, включение конденсатора параллельно  $p-n$  переходу приводит к увеличению длительности и изменению формы переходного процесса спада напряжения. Степень влияния на переходный процесс возрастает по мере увеличения емкости  $C_H$ .

Строгое решение краевой задачи с нелинейным граничным условием найти не удастся. Поэтому используют приближенные оценки для частных случаев. В частности, для очень малых напряжений  $U(0)$ , соответствующих малым прямым токам  $I_f$ , получена зависимость [1]

$$U(t) = \varphi_T \left( 1 - e^{-\frac{U(0)}{\varphi_T}} \right) e^{-\frac{I_s C_H t}{\varphi_T}}, \quad (3.25)$$

где  $I_s$  – обратный тепловой ток насыщения  $p-n$  перехода.

Для случая очень большого обратного напряжения переходное напряжение спадает по закону

$$U(t) = U(0) - \frac{I_s}{C_H} t, \quad (3.26)$$

отражающему механизму уменьшения заряда емкости в результате протекания обратного тока  $p$ - $n$  перехода.

Рассмотренные закономерности спада послеинжекционного напряжения относятся к случаю относительно низкого уровня инжекции  $\Delta < 1$ , когда время жизни НН (дырок) в базе постоянно, не зависит от  $\Delta$ . Решение уравнения диффузии для случая  $\Delta \gg 1$ ,  $R_H \rightarrow \infty$  приводит к уравнению

$$\frac{dU(t)}{dt} \cong -1,4 \frac{\Phi_T}{\tau_p}, \quad (3.27)$$

отличающемся от (3.16) только постоянным коэффициентом, отражающим эффект уменьшения постоянной времени процесса спада напряжения на линейном участке в 1,4 раза. По мере уменьшения напряжения  $U(t)$  и перехода к условию  $\Delta \leq 1$  постоянная времени возрастает до значения  $\tau_p$  и выражение (3.27) переходит в (3.16). Следовательно, на зависимости  $U(t)$  при  $\Delta \gg 1$  можно выделить начальный нелинейный участок (см. рис. 2.8), переходящий по мере спада послеинжекционного напряжения в линейный. Начальный перепад напряжения на нелинейном участке обусловлен падением напряжения, создаваемого прямым током на сопротивлении базовой области. Прекращение прямого тока сопровождается уменьшением до нуля этой составляющей напряжения на  $p$ - $n$  переходе, что и отражается на начальном участке изменения переходного напряжения.

### 3.3. Переходные процессы в $p$ - $n$ переходах при воздействии импульса прямого тока

Воздействие напряжения прямого смещения на  $p$ - $n$  переход сопровождается установлением равновесного распределения неосновных носителей в области базы. Инерционность этого процесса определяет длительность переходного процесса установления напряжения на  $p$ - $n$  переходе. Малое по сравнению с  $R_H$  сопротивление  $p$ - $n$  перехода означает, что прямое смещение осуществляется генератором тока. Следовательно, в этом режиме через  $p$ - $n$  переход протекает прямоугольный импульс тока, а форма переходного напряжения определяется в основном характеристиками базовой области. На рис. 3.8 представлены графики переходных напряжений на собственно  $p$ - $n$  переходе, области базы и диоде в целом. Из рис. 3.8 следует, что форма переходного напряжения может значительно изменяться от плавного нарастания ("емкостной" тип переходной характеристики) до резкого выброса ("индуктивный" тип переходной характеристики).

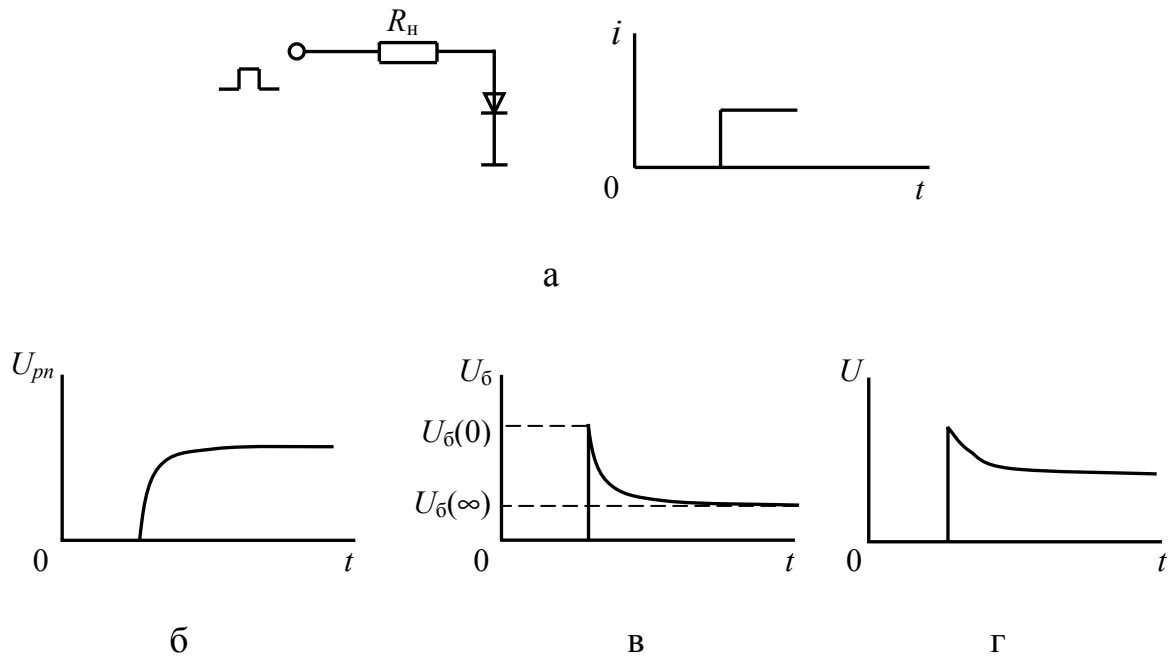


Рис. 3.8. Включение диода в режиме прямого смещения: а - форма импульса прямого тока; б - напряжения на  $p-n$  переходе; в - базовой области; г - диоде в целом

Рассмотрим особенности краевой задачи, отражающей процесс установления распределения концентрации НН в базовой области  $p-n$  перехода применительно к низкому уровню инжекции. Начальное условие отражает отсутствие НН в области базы, когда прямой ток не протекает

$$P(X,0) = P_n.$$

Граничное условие отражает постоянство прямого тока, поэтому

$$\frac{\partial P(0,T)}{\partial X} = -\frac{j_f L_p}{qD_p}.$$

Уравнение диффузии вместе с приведенными начальным и граничным условиями образуют краевую задачу распределения концентрации дырок в базовой области  $n$ -типа при прохождении импульса прямого тока через  $p-n$  переход. Ее решение известно [1]

$$P(X,T) = P_n \frac{1}{2} \left\{ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{T_f}} - \sqrt{T_f} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \frac{X}{2\sqrt{T_f}} + \sqrt{T_f} \right) \right\} + P_n, \quad (3.28)$$

где  $T_f = t_f / \tau_p$  - нормированная длительность импульса прямого тока через  $p-n$  переход. Графическая интерпретация зависимости (3.28) представлена на рис. 3.9.



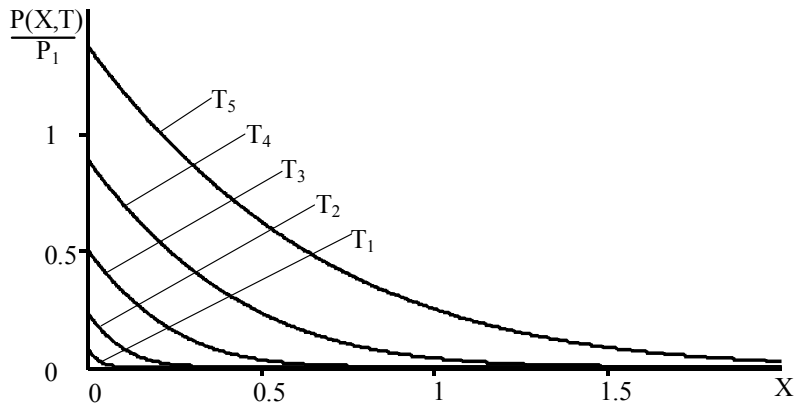


Рис. 3.9. Распределение концентраций НН в области базы  $p$ - $n$  перехода по координате и во времени при воздействии импульса прямого тока ( $T_1=0,001$ ;  $T_2=0,01$ ;  $T_3=0,05$ ;  $T_4=0,17$ ;  $T_5=0,5$ )

Из выражения (3.28) следует оценка граничной концентрации  $P_1(T_f)$  при условии  $X = 0$

$$P_1(T_f) = P_1 \operatorname{erf} \sqrt{T_f} \cong P_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{T_f}. \quad (3.29)$$

Поскольку функция  $\operatorname{erf} \sqrt{T_f}$  асимптотически стремится к единице при  $T_f \rightarrow \infty$ , уравнение (3.29) выражает закон установления граничной концентрации неосновных носителей во времени, а его приближенная форма характеризует эту зависимость в области малых времен  $T_f \leq 0,5$ .

Зависимость (3.29) используется в [1] для расчета характеристической толщины  $l$ , прилегающей к  $p$ - $n$  переходу области базы, в которой концентрация дырок превышает начальную,

$$l(T_f) = L_p \frac{T_f}{\operatorname{erf} \sqrt{T_f}} \cong L_p \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{T_f}. \quad (3.30)$$

Из уравнения (3.30) следует, что при длительностях импульса прямого тока, превышающих время жизни  $\tau_p$ , т.е. при  $t_f > \tau_p$  толщина области избыточной концентрации НН, обусловленной прямым током, практически пропорциональна длительности импульса  $l(T_f) = L_p T_f$ , при  $T_f > 2 \dots 3$ . Соотношение  $l(T_f) > L_p$  объясняется восполнением прямым током заряда рекомбинирующих дырок. При этом пространственно-временное распределение концентрации неравновесных дырок после действия импульса прямого тока описывается приближенным выражением

$$P(X, T) = P_1 \operatorname{erf} \sqrt{T_f} \exp\left(-\frac{\operatorname{erf} \sqrt{T_f}}{T_f} X\right) \cong P_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{T_f} \exp\left(-\frac{2X}{\sqrt{\pi T_f}}\right). \quad (3.31)$$

При больших длительностях  $T_f > 2 \dots 3$  выражение (3.31) принимает вид

$$P(X, T) = P_1 \exp\left(-\frac{X}{T_f}\right). \quad (3.32)$$

Зависимость (3.32) отражает экспоненциальный характер распределения концентрации дырок в базовой области. Такая закономерность сохраняется и при малых длительностях  $T_f$  импульса прямого тока.

Принципиальной особенностью режима воздействия импульса прямого тока на  $p$ - $n$  переход является поддержание постоянного градиента концентрации дырок на границе  $p$ - $n$  перехода (см. рис. 3.9). В случае воздействия импульса напряжения прямого смещения ( $R_H \rightarrow 0$ ) на  $p$ - $n$  переход граничная концентрация мгновенно возрастает до значения  $P_1$ . Распределение концентраций дырок в области базы за время действия импульса напряжения можно установить, решая краевую задачу

$$\frac{\partial P(X, T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 P(X, T)}{\partial X^2} - (P - P_n), \quad P(0, T) = P_1, \quad P(X, 0) = 0. \quad (3.33)$$

Результатом является выражение

$$P(X, T) = \frac{P_1}{2} \left[ e^{-X} \operatorname{erfc}\left(\frac{X}{2\sqrt{T_f}} - \sqrt{T_f}\right) + e^X \operatorname{erfc}\left(\frac{X}{2\sqrt{T_f}} + \sqrt{T_f}\right) \right]. \quad (3.34)$$

Графики функции (3.34) при различных значениях фиксированной длительности импульса прямого напряжения  $T_f$  представлены на рис. 3.10. Из формулы (3.34) и рис. 3.10 следует, что при  $X = 0$ , и  $T_f = 0$  всегда  $P(0, 0) = P_1$ , более того, всегда  $P(0, T_f) = P_1$ , т.е. концентрация  $P_1$  на границе  $p$ - $n$  перехода поддерживается постоянной на протяжении переходного процесса. Это является следствием граничного условия  $P(0, T) = P_1$  в (3.33) и принципиальным отличием от режима воздействия импульса прямого тока, когда  $j_f = \text{const}$  и переходный процесс протекает в условиях постоянства градиента концентрации дырок на границе перехода.

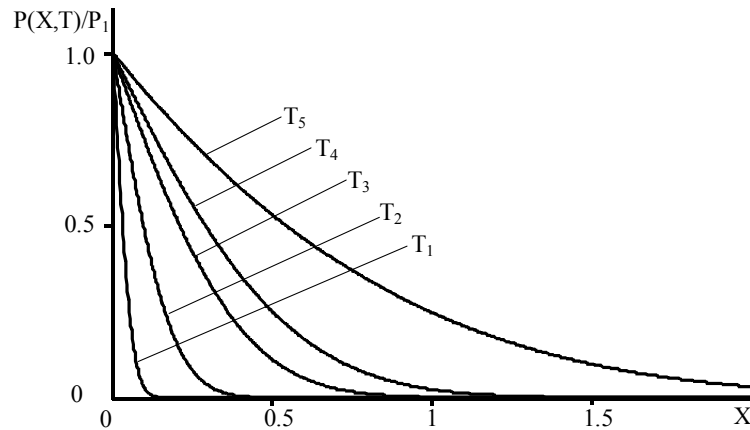


Рис. 3.10. Распределение концентраций НН в базовой области по координате и во времени при воздействии импульса напряжения прямого смещения ( $T_1=0,001$ ;  $T_2=0,01$ ;  $T_3=0,05$ ;  $T_4=0,17$ ;  $T_5=0,5$ )

Стационарное распределение концентрации дырок можно определить из (3.34) при  $T_f \rightarrow \infty$

$$P(X, \infty) = P_1 e^{-X},$$

что позволяет оценить толщину приконтактного слоя, в котором концентрация неравновесных носителей спадает до уровня  $P/P_1 = 0,05$ ,  $l = 3L_p = 3\sqrt{\tau_p D_p}$ . Такая оценка  $l$  позволяет определить минимальную толщину базовой области, допускающую возможность анализа переходных процессов лишь с одним граничным условием при  $X = 0$ , поскольку тыловой омический контакт не влияет на распределение концентрации НН по координате. В диодах с тонкой базой  $l < 3L_p$  на распределение  $P(X, T)$  оказывает влияние тыловой контакт к  $n$ -области. Поэтому решения краевых задач для  $p$ - $n$  переходов с "тонкой" базой должны удовлетворять двум граничным условиям, что подразумевает применение других математических методов [6], [7], а возможности нахождения приемлемых решений значительно уменьшаются.

Приведенные примеры исследования переходных процессов в диодах, обусловленные скачкообразными изменениями электрических режимов, не охватывают всех возможных ситуаций. Они иллюстрируют методологию постановки и решения краевых задач, получения математических моделей переходных процессов, основные закономерности формирования переходных токов и напряжений, вытекающие из особенностей пространственно-временного распределения НН в базовой области в течение переходного процесса.

Нестационарные процессы в неоднородных полупроводниках происходят во всех случаях внешних воздействий высокой интенсивности,

достаточной для существенного (различимого) изменения состояния электронной системы. Независимо от вида и физической природы внешних воздействий исследование вызываемых ими нестационарных процессов происходит по общей схеме: постановка краевой задачи, решение краевой задачи, синтез математических моделей исследуемых процессов.

Математические модели нестационарных эффектов в  $p$ - $n$  переходах необходимы для оптимизации параметров физико-топологических моделей дискретных устройств и микроструктур высокого быстродействия.

### 3.4. Контрольные задания

1. Зонная диаграмма  $p$ - $n$  перехода; положение уровня Ферми в  $p$  и  $n$  – областях.

2. Концентрации, распределение и характеристики примесей в  $p$  и  $n$  – областях резкого  $p$ - $n$  перехода.

3. Соотношение между концентрациями неосновных и основных носителей в  $p$  и  $n$  областях  $p$ - $n$  перехода.

4. Зависимость коэффициента инжекции от концентрации примесей для резкого  $p$ - $n$  перехода.

5. Факторы, определяющие стационарные и нестационарные распределения концентраций неравновесных неосновных носителей заряда в базовой области  $p$ - $n$  перехода при воздействии импульса прямого тока (напряжения).

6. Влияние внутреннего сопротивления источника прямого смещения на закономерности стационарных и нестационарных распределений концентраций неравновесных НН в базовой области  $p$ - $n$  перехода.

7. Особенности пространственно-временного распределения неравновесных неосновных носителей в базовой области  $p$ - $n$  перехода при воздействии импульса прямого тока.

8. Особенности пространственно-временного распределения неравновесных НН в области базы при воздействии импульса напряжения прямого смещения.

9. Критериальные оценки “короткого” и “длинного” импульса, “толстой” и “тонкой” базовой области.

10. Особенности распределения концентраций неравновесных неосновных носителей по координате и во времени в  $n$ -области при воздействии “короткого” импульса прямого тока.

11. Особенности распределения концентраций неравновесных НН по координате и во времени в  $n$ -области  $p$ - $n$  перехода при воздействии “короткого” импульса напряжения.

12. Особенности распределения концентраций неравновесных неосновных носителей в базовой области диода по координате и во времени при воздействии “длинного” импульса тока.

13. Особенности распределения концентраций неравновесных НН в базовой области  $p-n$  перехода по координате и во времени при воздействии “длинного” импульса напряжения.

14. Влияние толщины базовой области диода на распределение неравновесных неосновных носителей по координате и во времени при воздействии “коротких” и “длинных” импульсов прямого тока.

15. Влияние толщины базовой области  $p-n$  перехода на распределение неравновесных НН по координате и во времени под воздействием “коротких” и “длинных” импульсов напряжения прямого смещения.

16. Характеристики (типы) контактов к базовой области диода и влияние их на пространственно-временное распределение концентраций неравновесных неосновных носителей в тонко- и толстобазовых диодах при воздействии импульсов прямого тока.

17. Характеристики (типы) контактов к базовой области диода и влияние их на пространственно-временное распределение концентраций неравновесных НН в тонко- и толстобазовых диодах при воздействии импульсов напряжения прямого смещения.

18. Основные отличия нестационарных процессов нарастания и спада концентраций неравновесных неосновных носителей при воздействиях “коротких” и “длинных” импульсов прямого тока на  $p-n$  переход.

19. Основные отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных НН при воздействиях “коротких” и “длинных” импульсов напряжения прямого смещения на  $p-n$  переход.

20. Отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных неосновных носителей в диодах с “тонкой” базой при воздействии импульсов прямого тока.

21. Отличия процессов нарастания и спада концентраций неравновесных НН в диодах с “толстой” базой при воздействии импульсов напряжения прямого смещения.

22. Краевая задача: определение и характеристики.

23. Определение и классификация начальных условий краевой задачи.

24. Определение, назначение и классификация граничных условий краевой задачи.

25. Смысловая и физическая интерпретация граничных условий различных типов.

26. Смысловая и физическая интерпретация начальных условий различных типов.

### 3.5. Задачи и упражнения

1. Распределение концентрации неосновных носителей в базовой области  $p$ - $n$  перехода при переключении его из режима прямого смещения генератором тока в режим обратного смещения генератором напряжения подчиняется функциональной зависимости (3.2). Используя среду *Mathcad*, построить графики функций распределения  $P(X, T)$  для значений  $T=0$ ; 0,0001; 0,001; 0,01; 0,1 и различных значений  $P_n$ ,  $P_1$ . Дать физическую интерпретацию полученным зависимостям. Сравнить количественные значения концентраций для различных сочетаний параметров  $X$  и  $T$ .

2. Учитывая зависимость (3.3), построить с привлечением *Mathcad* графики импульсов переходного тока для различных наборов параметров  $P_1$ ,  $P_n$ ,  $L_p$ ,  $\tau_p$ . Сопоставить мгновенные значения переходных токов в одинаковые моменты времени. Определить количественные значения коэффициентов чувствительности параметров  $P_n$ ,  $L_p$ ,  $\tau_p$ .

3. Используя зависимость (3.9) и вычислительную среду *Mathcad*, построить графики распределения концентраций неосновных носителей в базовой области полупроводникового диода по координатам и по времени для различных значений напряжений источников прямого и обратного смещений и сопротивлений внешней цепи. Объяснить различия, получить количественные оценки значений концентраций и градиентов при сопоставимых условиях. Найти количественные значения коэффициентов чувствительности градиентов концентраций по величине сопротивления внешней цепи.

4. Распределение концентраций неосновных носителей в базовой области  $p$ - $n$  перехода в состоянии обратного смещения соответствует функциональной зависимости (3.11). Используя программу *Mathcad*, построить графики распределения концентраций по координатам и во времени для различных сочетаний параметров внешней электрической цепи. Сравнить количественные значения концентраций и градиентов при сопоставимых условиях, объяснить различия.

5. Используя функцию распределения (3.9), определить длительность первой стадии процесса переключения диода в состояние обратного смещения для различных значений параметров внешней цепи.

6. Построить графики временной зависимости спада послеинжекционной ЭДС на  $p$ - $n$  переходе при различных температурах

окружающей среды. Определить количественные значения коэффициентов температурной чувствительности послеинжекционной ЭДС.

7. Построить нормированные зависимости напряжения на  $p-n$  переходе от времени для различных значений емкости перехода в условиях действия большого напряжения обратного смещения. Определить количественные значения коэффициента чувствительности напряжения на переходе от ёмкости перехода.

8. Используя программу *Mathcad*, построить графики нормированных распределений концентраций неосновных неравновесных носителей в базовой области полупроводникового диода по координате и во времени при воздействии импульса прямого тока. Определить минимальную длительность импульса прямого тока, при которой достигается стационарное состояние.

### 3.6. Вопросы для тестирования

1. Нестационарные эффекты и состояния в  $p-n$  переходах является следствием:

- 1.1. Изменения температуры окружающей среды;
- 1.2. Нестабильности напряжения питания;
- 1.3. Обработки информационных сигналов в цифровых устройствах;
- 1.4. Несовершенства параметров структуры  $p-n$  переходов;
- 1.5. Несовершенства топологических характеристик  $p-n$  переходов;
- 1.6. Отклонений от нормы параметров технологических процессов.

2. Переключение полупроводникового диода из режима стационарного прямого тока в режим обратного смещения генератором напряжения сопровождается:

- 2.1. Равномерным распределением концентрации неосновных носителей в базовой области  $p-n$  перехода по координате;
- 2.2. Формированием постоянного градиента концентрации неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода;
- 2.3. Установлением нулевого значения концентрации неравновесных носителей на границе  $p-n$  перехода;
- 2.4. Линейно нарастающим распределением концентрации неосновных носителей в базовой области  $p-n$  перехода;
- 2.5. Мгновенной рекомбинацией неосновных носителей в базовой области  $p-n$  перехода.

3. Включение сопротивления во внешнюю цепь замыкания тока  $p-n$  перехода сопровождается:

- 3.1. Увеличением градиента концентрации неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода;

3.2. Уменьшением градиента концентрации неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода;

3.3. Уменьшением до нуля концентрации неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода;

3.4. Равномерным распределением концентрации неравновесных носителей по координате в базовой области  $p-n$  перехода;

3.5. Возрастанием концентрации неравновесных носителей в базовой области  $p-n$  перехода.

4. Длительность  $T_1$  первой стадии переходного процесса переключения диода из состояния стационарного прямого тока в режим обратного смещения определяется:

4.1. Напряжением обратного смещения;

4.2. Величиной прямого тока;

4.3. Технологией изготовления  $p-n$  перехода;

4.4. Соотношением величин прямого и обратного токов;

4.5. Величиной сопротивления в цепи замыкания тока  $p-n$  перехода;

4.6. Величиной сопротивления и напряжения обратного смещения  $p-n$  перехода.

5. Напряжение на  $p-n$  переходе на первой стадии переключения диода из состояния протекания стационарного прямого тока в режим обратного смещения определяется:

5.1. Концентрацией легирующих примесей в базовой области  $p-n$  перехода;

5.2. Концентрацией основных равновесных носителей в базовой области  $p-n$  перехода;

5.3. Концентрацией неосновных неравновесных носителей на границе  $p-n$  перехода;

5.4. Соотношением концентраций неосновных и основных носителей на границе  $p-n$  перехода;

5.5. Температурой окружающей среды и концентрацией основных носителей на границе  $p-n$  перехода;

5.6. Температурой окружающей среды и сопротивлением внешней цепи.

6. Переключение диода из режима протекания стационарного прямого тока в нейтральное состояние сопровождается:

6.1. Протеканием переходных токов сложной формы;

6.2. Практически линейным падением напряжения на  $p-n$  переходе во времени;

6.3. Формированием импульса напряжения сложной формы на  $p-n$  переходе;



6.4. Появлением постоянного напряжения на  $p-n$  переходе, превышающим контактную разность потенциалов;

6.5.падением до нулевого значения напряжения на  $p-n$  переходе;

6.6. Положительным выбросом напряжения на полупроводниковом диоде.

7. Включение нагрузочного сопротивления  $R_H$  в цепь диода при переключении его из режима стационарного прямого тока в нейтральное состояние сопровождается:

7.1. Увеличением длительности переходного процесса спада послеинжекционной ЭДС;

7.2. Сокращением длительности линейного участка спада послеинжекционной ЭДС;

7.3. Сокращением длительности с перемещением точки излома к началу переходного процесса спада послеинжекционной ЭДС;

7.4. Сокращением длительности и увеличением амплитуды импульса переходного процесса спада послеинжекционной ЭДС.

## Глава 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

### 4.1. Электропроводность полупроводников

По величине удельной электропроводности  $\sigma$  полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Значение электропроводности металлов изменяется в пределах  $10^6 \dots 10^7$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>, диэлектриков -  $10^{-12} \dots 10^{-13}$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. Электропроводность полупроводников изменяется в широких пределах: от  $10^4$  до  $10^{-8}$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. Такая особенность объясняется специфическими механизмами электропроводности полупроводников, существенной зависимостью ее от температуры, состава и концентрации примесей. Электропроводность полупроводников резко возрастает при повышении температуры и введении малых концентраций примесей.

Для металлов концентрация свободных электронов составляет  $10^{28} \dots 10^{29}$  м<sup>-3</sup>, т.е. характеризуется величиной того же порядка, что и число атомов в единице объема. Поэтому в процессе образования электрического тока принимают участие практически все валентные электроны. Для полупроводников значение проводимости обусловлено наличием свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, зависит от затрат энергии для возбуждения электронной системы.

В отличие от металлов, в полупроводниках число электронов в зоне проводимости составляет малую часть от общего числа валентных электронов. Так, для электронного полупроводника концентрация электронов в зоне проводимости

$$n = \sqrt{N_d} \sqrt{\frac{2}{h^3} (2\pi m_n kT)^{3/2}} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}, \quad (4.1)$$

где  $N_d$  - концентрация донорных уровней;  $\Delta E_d$  - расстояние от донорных уровней до нижней границы зоны проводимости;  $m_n$  - эффективная масса электрона в зоне проводимости;  $h$  - постоянная Планка;  $k$  - постоянная Больцмана;  $T$  - абсолютная температура.

Для собственного (беспримесного) полупроводника концентрация электронов  $n_i$ , попадающих в зону проводимости из валентной зоны,

$$n_i = \frac{2}{h^3} (2\pi m_n kT)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (4.2)$$

где  $\Delta E$  – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Из выражений (4.1) и (4.2) следует, что концентрации  $n$  и  $n_i$  существенно зависят от температуры. Обычно  $\Delta E_d \ll \Delta E$ , поэтому при низких температурах, когда  $2kT \ll \Delta E$ , но уже сопоставимо с  $\Delta E_d$ , в зону проводимости переходят электроны с донорных уровней. Следовательно, при  $\Delta E_d > 2kT$  концентрация электронов в зоне проводимости определяется формулой (4.1) и возрастает по экспоненциальному закону при увеличении температуры - участок  $ab$  на рис. 4.1.

По мере дальнейшего роста температуры выполняется условие  $\Delta E_d < kT$ , но еще  $\Delta E \gg kT$ . Это означает, что донорные уровни практически опустошены, но для перехода электронов в зону проводимости из валентной зоны еще не созданы условия. Поэтому в определенном интервале температур - участок  $bc$  на рис. 4.1 - концентрация свободных электронов будет оставаться неизменной до выполнения условия  $2kT \approx \Delta E$ .

Дальнейшее повышение температуры будет сопровождаться интенсивным переходом электронов в зону проводимости из зоны валентных уровней - участок  $cd$  на рис. 4.1.

Температурная зависимость концентрации электронов в зоне проводимости является одним из основных факторов, определяющих температурную зависимость электропроводности. Для оценки влияния других факторов рассмотрим подробнее механизм переноса носителей заряда - электронов в полупроводниках.

Носители заряда в полупроводнике движутся в периодическом силовом поле кристаллической решетки. Для учета тормозящего действия решетки электронам и дыркам приписывают эффективную массу  $m_n$  и  $m_p$ , что позволяет рассматривать их как свободные частицы, подчиняющиеся законам классической механики. Поэтому под действием силы приложенного электрического поля  $F = qE$  на длине свободного пробега  $l$  носители приобретают ускорение

$$\omega = F/m = qE/m.$$

За время пробега  $\tau = l/v$ , где  $v$  - средняя скорость теплового (хаотического) движения электронов, средняя скорость упорядоченного

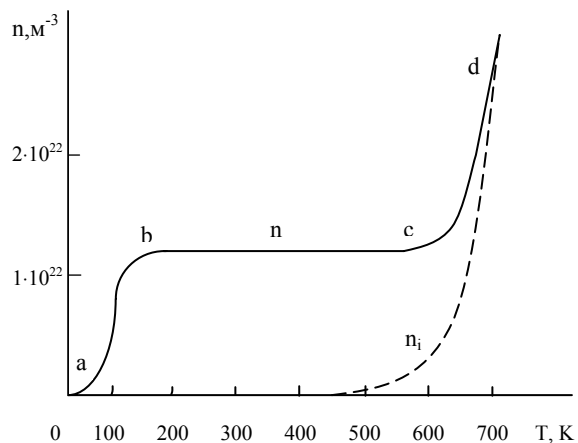


Рис. 4.1. Температурная зависимость концентрации электронов в кремнии, легированном мышьяком

(направленного) движения электронов проводимости под действием силы поля

$$\overline{\Delta v} = \frac{1}{2} \omega \tau = qEl/2m_n v,$$

что обуславливает плотность тока

$$j = nq\overline{\Delta v} = \frac{q^2 nl}{2m_n v} E = \sigma E,$$

где электропроводность полупроводника

$$\sigma = q^2 nl/2m_n v$$

может быть представлена в виде

$$\sigma = nq\mu. \quad (4.3)$$

Здесь  $\mu = ql/2m_n v$  - подвижность носителей заряда.

Конечное значение электропроводности полупроводника ограничено длиной свободного пробега  $l$ , что отражает факт невозможности устранения всех препятствий направленному движению носителей в реальной кристаллической структуре.

Из уравнения (4.3) следует, что электропроводность может изменяться вследствие изменения концентрации или подвижности носителей тока. Рассмотрим влияние температуры на подвижность носителей заряда  $\mu$ .

Средняя скорость теплового движения пропорциональна  $\sqrt{T}$ , поскольку электронный газ является невырожденным и подчиняется классической статистике Максвелла - Больцмана.

На изменение подвижности влияет также температурная зависимость длины свободного пробега носителей. Из-за рассеяния на дефектах и нарушениях периодичности кристаллической решетки зависимость подвижности от температуры, обусловленная тепловыми колебаниями решетки, характеризуется выражением

$$\mu = \frac{ql}{2m\bar{v}} \sim \frac{1}{T^{3/2}},$$

т.е. подвижность уменьшается с ростом температуры по закону “трех вторых”.

Рассеяние носителей на ионизированных примесях обусловлено кулоновским взаимодействием носителей с локальными нарушениями периодичности поля решетки у примесей. Этот механизм влияет особенно сильно на подвижность при низких температурах, когда тепловым рассеянием можно пренебречь. Влияние ионизированных примесей на подвижность отражается зависимостью

$$u_n = \frac{ql}{2m\bar{v}} \sim T^{3/2}, \quad (4.4)$$

т.е. подвижность, обусловленная рассеянием носителей на ионизированных примесях, возрастает с увеличением температуры по закону “трех вторых”.

На процесс переноса носителей оказывают влияние одновременно оба рассмотренных механизма рассеяния. Поэтому при низких температурах, когда преобладающим является рассеяние на ионизированных примесях, подвижность растет по мере увеличения температуры. После достижения максимального значения при некоторой температуре  $T = T_{\max}$  дальнейший рост температуры будет сопровождаться уменьшением подвижности вследствие преобладающего влияния рассеяния на тепловых колебаниях решетки. Это означает, что подвижность носителей заряда в полупроводниках при изменении температуры изменяется относительно мало по сравнению с рассмотренной температурной зависимостью концентрации носителей.

В общем случае удельная электропроводность полупроводника состоит из примесной составляющей, обусловленной, например, электронами донорных примесей, и собственной составляющей, обусловленной электронами проводимости, возбужденными из зоны валентных уровней, и создаваемыми при этом свободными дырками

$$\sigma = n_i q \mu_p + n_i q \mu_n + n q \mu_n.$$

Внешнее электрическое поле, если оно не достигает некоторого критического значения, не влияет на концентрацию носителей заряда. Поэтому с учетом (4.1) и (4.2) электропроводность можно представить в виде

$$\sigma = \frac{2}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} q (\mu_p + \mu_n) + \sqrt{N_d} \sqrt{\frac{2}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} q \mu_n}, \quad (4.5)$$

где эффективные массы электронов и дырок для упрощения приняты равными.

В обобщенной форме выражение (4.5) можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_i e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} + \sqrt{N_d} \sigma_n e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}, \quad (4.6)$$

где  $\sigma_i$  и  $\sigma_n$  - величины, практически не зависящие от температуры по сравнению с экспоненциальными множителями.

При достаточно низких температурах, когда  $kT \ll \Delta E_d$ , первым слагаемым в выражении (4.6) можно пренебречь, т.е. электропроводность будет определяться лишь примесной составляющей

$$\sigma = \sqrt{N_d} \sigma_n e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}. \quad (4.7)$$

Повышение температуры в определенном интервале, когда все примесные уровни ионизированы, но переходы через запрещенную зону еще невозможны, не сопровождается изменением концентрации свободных носителей. Электропроводность изменяется лишь вследствие температурной зависимости подвижности носителей.

При достижении значений температуры, когда  $kT \approx \Delta E$ , проводимость резко возрастает вследствие массового перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Примесной составляющей проводимости можно пренебречь и считать полную проводимость полупроводника равной

$$\sigma = \sigma_i e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (4.8)$$

Рассмотренные зависимости (4.5) - (4.8) используются для экспериментального определения ширины запрещенной зоны  $\Delta E$  и глубины залегания примесных уровней  $\Delta E_d$ . Логарифмируя выражение (4.5), получаем

$$\ln \sigma = C_1 - \frac{1}{2kT} \Delta E + C_2 - \frac{1}{2kT} \Delta E_d, \quad (4.9)$$

где  $C_1$ ,  $C_2$  - постоянные. На рис. 4.2 приведена зависимость, соответствующая уравнению (4.9). Участок  $cd$  соответствует примесной проводимости,  $ab$  - собственной.

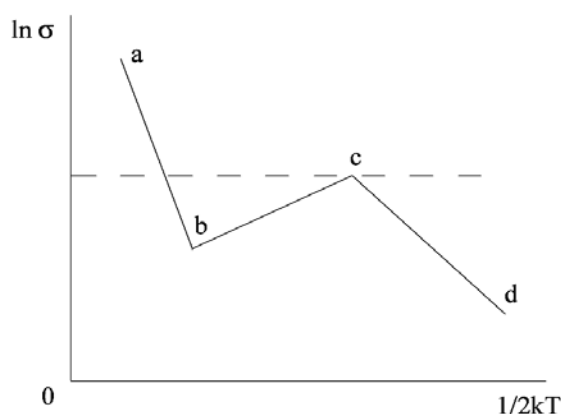


Рис. 4.2. Температурная зависимость электропроводности полупроводника

Из рис. 4.2 и выражения (4.9) следует, что тангенс угла наклона участка  $ab$  к оси абсцисс равен ширине запрещенной зоны  $\Delta E$ , не зависящей от концентрации примесей. Наклон участка  $cd$  к оси абсцисс определяет энергию активации донорного уровня  $\Delta E_d$ .

С повышением температуры может изменяться не только величина, но и тип проводимости полупроводника вследствие возможных нарушений периодичности кристаллической решетки, в частности в результате смещения ионов из узлов в междоузлия. Изменение интенсивности теплового движения ионов решетки и межатомных

расстояний в ней при значительных изменениях температуры сопровождается изменением ширины запрещенной зоны и положения примесных уровней.

#### **4.2. Механизмы взаимодействия излучений с полупроводником**

Переходные процессы в полупроводниках при воздействии ионизирующих излучений обусловлены процессами генерации, диффузионного переноса и рекомбинации носителей заряда. На первой стадии переходного процесса электронная система стремится к новому состоянию равновесия, определяемому равенством скоростей генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда – электронов и дырок. Такое состояние теоретически достигается при стационарных, т. е. имеющих бесконечную длительность, воздействиях внешних факторов, например, различных видов излучений. Импульсный характер воздействий вызывает увеличение концентрации неравновесных носителей, происходящее по определенным законам во времени и пространстве, зависящим от временных и спектрально-энергетических характеристик внешних факторов. В результате к моменту окончания импульса в исследуемой области полупроводника устанавливается мгновенное распределение неравновесных носителей по координатам. Ему соответствуют мгновенные значения переходных токов и напряжений на образце. Незавершенность первой стадии переходного процесса, характерная для коротких по отношению к времени жизни неравновесных носителей импульсных воздействий, означает преобладание скорости процессов генерации над интенсивностью механизмов рекомбинации и переноса для каждой точки пространства исследуемой области полупроводника.

Прекращение действия внешнего фактора является началом второй стадии переходного процесса – релаксации электронной системы полупроводника к исходному состоянию равновесия, которое достигается в результате рекомбинации и диффузии. Законы изменения концентрации неравновесных носителей во времени и пространстве, соответствующие изменению релаксационных токов и напряжений, определяются распределениями концентраций неравновесных носителей к моменту окончания первой стадии, электрофизическими характеристиками полупроводника, параметрами (сопротивлением, напряжением смещения) цепи замыкания переходного тока.

Важной особенностью релаксационных процессов является их инвариантность по отношению к способу генерации неравновесных носителей (инжекция, ионизация импульсами квантового или

корпускулярного излучений и др.). Это означает, что специфика конкретного вида воздействия характеризуется коэффициентом поглощения  $\alpha$  и показателем квантового выхода  $\beta$ , равным числу электронно-дырочных пар, образующихся при поглощении одного кванта излучения с различной энергией. Энергетический спектр генерируемых носителей может значительно отличаться от спектра равновесных электронов. Однако в результате взаимодействия генерируемых носителей с решеткой ("рассеяние на фононах") происходит мгновенное ( $10^{-10} - 10^{-12}$  с) усреднение энергии неравновесных носителей ("термализация", "охлаждение"), вследствие чего они становятся неотличимыми от равновесных.

Особенности воздействия излучений конкретного вида характеризуются коэффициентом поглощения, отражающим распределение поглощенной энергии излучения в веществе. В соответствии с законом Бугера-Ламберта интенсивность светового потока  $J$ , Вт  $\cdot$  м<sup>-2</sup> в сплошной среде монотонно уменьшается по экспоненциальному закону

$$J = J_0 \exp(-\alpha x),$$

где  $\alpha$ , м<sup>-1</sup> – коэффициент поглощения, определяемый как величина, обратная расстоянию  $l_0$  от поверхности полупроводника, на котором интенсивность светового потока уменьшается в  $e$  раз;  $l_0$  – глубина поглощения;  $J_0$  – интенсивность светового потока на поверхности.

Широкий спектр энергий квантовых излучений, используемых в лучевых или информационных технологиях, а также в исследовательских целях (от единиц эВ при электромагнитном облучении оптического диапазона до сотен кэВ при гамма-облучении), обуславливает столь же широкие пределы изменения коэффициента поглощения и соответственно глубины поглощения. Это объясняется преобладающим влиянием различных механизмов поглощения при изменении энергии фотонов. Наибольший вклад в рассеяние энергии фотона в полупроводниках вносят:

- рассеяние на свободных носителях заряда (электрон-фотонное взаимодействие);
- фундаментальное или основное поглощение на связанных электронах в валентной зоне;
- примесное поглощение;
- поглощение посредством механизма комптоновского рассеяния.

Вклад каждого механизма поглощения характеризуют сечением взаимодействия. Полное (эффективное) сечение поглощения  $\sigma_c$



определяется как единичная вероятность поглощения энергии фотона, движущегося в канале с площадью поперечного сечения  $\sigma_c$ ,

$$\sigma_c = \sigma_e + \sigma_f + \sigma_d + \sigma_k, \quad (4.10)$$

где  $\sigma_e, \sigma_f, \sigma_d, \sigma_k$  – парциальные сечения механизмов электронного, фундаментального, примесного и комптоновского поглощений, измеряемые в единицах площади. Эффективное сечение  $\sigma_c$  можно интерпретировать как вероятность поглощения фотона в канале единичного сечения одним центром поглощения из общего числа  $N$  в единице объема. Тогда коэффициент поглощения  $\alpha = \sigma_c N, \text{ м}^{-1}$  определяется как сумма эффективных сечений всех центров поглощения в единице объема. Представление эффективного сечения в формуле (4.10) позволяет учесть вклад каждого механизма в результирующий коэффициент поглощения излучений различного спектрального состава.

Теоретический анализ поглощения излучений оптического диапазона *свободными электронами* в слаболегированных полупроводниках приводит к оценке

$$\alpha = \sigma \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (4.11)$$

где  $\sigma$  – проводимость полупроводника;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника. Это означает, что для слаболегированных полупроводников сечение поглощения не зависит от концентрации центров рассеяния  $N$ . Это становится очевидным, если учесть соотношения:  $\sigma_e = \alpha / N \sim \sigma / N$ ;  $N = n$ ;  $\sigma \sim n$ .

**Фундаментальное (собственное) поглощение** излучений оптического диапазона электронами валентной зоны сопровождается генерацией пары – электрона и дырки. Собственное поглощение может быть вызвано прямыми или непрямыми переходами электрона из валентной зоны в зону проводимости. Прямые переходы возможны при сохранении волнового вектора (квазиимпульса). Для них граничные частота  $\omega_{\text{гр}}$  и длина волны  $\lambda_{\text{гр}}$ , нм,

$$\omega_{\text{гр}} = \Delta E / h, \quad \lambda_{\text{гр}} = 1240 / \Delta E, \quad (4.12)$$

где  $\Delta E$  – ширина запрещенной зоны, эВ;  $h$  – постоянная Планка.

Коэффициент поглощения электромагнитной волны для прямых переходов

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 (h\omega - \Delta E)^r, \quad (4.13)$$

где  $0,5 < r < 1,5$  в зависимости от структуры энергетических зон полупроводника. Величина  $\alpha_0$  не поддается строгому аналитическому определению. Для простейшего случая изотропных зон с квадратичным законом дисперсии  $\alpha_0$  определяется в виде

$$\alpha_0 = \frac{8\pi^2 h^2 m_p^{3/2}}{3m_n^2 c n \epsilon_0} \left( \frac{m_n}{m_p + m_n} \right)^{3/2}, \quad (4.14)$$

где  $m_n, m_p$  – эффективные массы электрона и дырки соответственно;  $c$  – скорость света;  $n$  – показатель преломления.

Из формул (4.12) – (4.14) следует, что по мере увеличения частоты  $\omega > \omega_{гр}$  электромагнитных колебаний оптического диапазона возрастает коэффициент фундаментального поглощения. При этом сложный характер этой зависимости определяется через эффективные массы электронов и дырок формой зоны проводимости и валентной зоны в пространстве волнового вектора.

Наряду с прямыми переходами возможны механизмы многоступенчатых непрямых переходов, включающих рассеяние электронов на тепловых колебаниях решетки – фононах. Вероятности непрямых переходов для излучений оптического диапазона ниже, чем прямых, поскольку определяются множеством факторов (как минимум, зависят от процессов фотон-электронного, электрон-фононного взаимодействия).

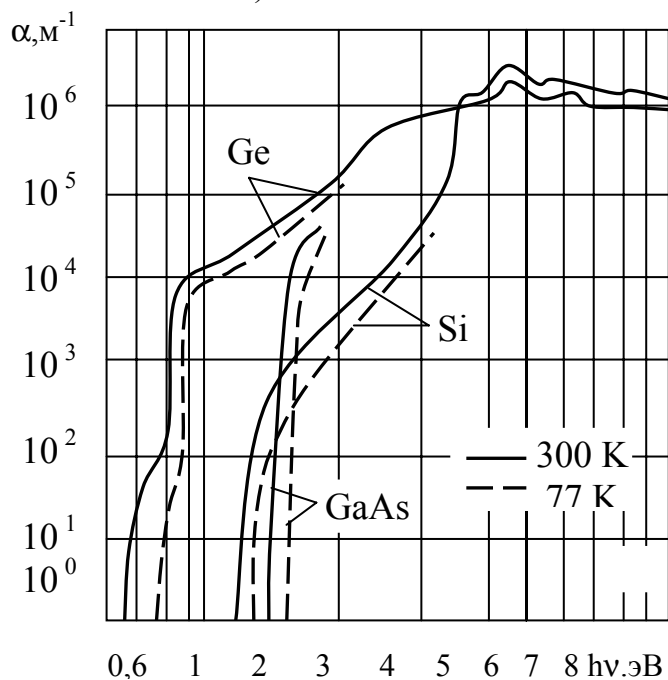


Рис. 4.3. Спектр поглощения собственных полупроводников Ge, Si и GaAs

На рис. 4.3 представлены спектры поглощения ряда полупроводников с четко выраженными границами фундаментального поглощения, определяемыми непрямыми переходами. По мере незначительного увеличения энергии фотона коэффициент поглощения резко возрастает вследствие преобладания механизма прямых переходов.

**Примесное поглощение** оптического излучения обусловлено переходами вида: примесный уровень – зона проводимости; валентная зона – примесный уровень. Такие

переходы типичны для энергий фотонов, близких к значениям энергии активации  $E_d$ . При  $h\omega \approx E_d$  коэффициент примесного поглощения

$$\alpha = 8,3 \cdot 10^{17} \frac{m_0}{m_n} \frac{N_d}{n} \frac{1}{E_d}, \quad (4.15)$$

где  $m_0$  – масса электрона в вакууме;  $m_n$  – эффективная масса электрона;  $n$  – показатель преломления. Для значений концентрации примесей  $N_d$   $10^{21} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$  коэффициент примесного поглощения изменяется в пределах  $\alpha \approx (0,1 - 100) \cdot 10^2, \text{ м}^{-1}$ .

Рассмотренные механизмы определяют эффективность поглощения, выражаемую количественными характеристиками фотоэлектрического эффекта. Проявлениями фотоэлектрического эффекта являются процессы испускания одного или нескольких электронов (фотоэлектронов) с различными энергиями с оболочек атома, поглотившего энергию фотона. Эффективность ионизации зависит от соотношения энергии кванта и энергий электронов на различных оболочках. Поэтому выбивание электронов происходит преимущественно с тех уровней, энергия которых совпадает или близка к энергии квантов, при этом практически вся энергия излучения переходит в кинетическую энергию фотоэлектронов. При малых энергиях фотонов освобождаются электроны наружных оболочек. Увеличение энергии излучения создает условия для освобождения электронов с глубоких уровней (оболочек), имеющих соответственно большую энергию связи с ядром. Такие эффекты сопровождаются перестройкой электронной системы атома, в частности, переходом электронов с периферийных оболочек на уровень, освободившийся от электрона. Выделяющаяся энергия расходуется на испускание кванта излучения и (или) на освобождение электронов с верхних уровней. В результате происходит выброс электрона с глубокого уровня и с наружных оболочек. Такое явление получило название **эффекта Оже**.

Фотоэлектрическое поглощение в полупроводниках особенно характерно для оптического диапазона излучений, когда энергия фотонов достигает значений единиц и первых десятков килоэлектронвольт. По мере увеличения энергии фотона возрастают кинетические энергии освобождающихся электронов до таких значений, при которых возможна ионизация ближайших атомов, причем этот процесс может быть многоэтапным и заканчиваться, когда энергия последнего выбитого электрона не превышает некоторого порогового значения – энергии ионизации. Такие многостадийные процессы фотоионизации характерны применительно к полупроводниковым материалам для рентгеновского излучения с мягким и жестким спектрами, с энергиями квантов до десятков килоэлектронвольт. Превышение этого уровня сопровождается

перестройкой механизма взаимодействия квантовых излучений с полупроводником в виде реализации эффекта Комптона.

**Комptonовское рассеяние** фотонов сопровождается генерацией электрона отдачи с кинетической энергией, составляющей часть энергии первичного фотона, и вторичного фотона, несущего другую часть энергии первичного фотона. Энергия электрона отдачи возрастает с увеличением энергии первичного фотона. При значении энергии гамма-кванта  $E_\gamma \cong 4$  МэВ средняя энергия электрона отдачи составляет половину этого значения. Такая же часть приходится на вторичный фотон. Вторичный фотон может вылетать под углом от 0 до  $90^\circ$  по отношению к направлению первичного фотона. В частности, при  $E_\gamma = 1$  МэВ преимущественное угловое распределение соответствует  $90^\circ$ . Вторичный фотон может иметь любую угловую ориентацию, однако по мере увеличения энергии первичного фотона возрастает вероятность выхода вторичного фотона с нулевым угловым отклонением. Вторичный фотон и электрон отдачи взаимодействуют с веществом также по законам фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния, порождая каскады ионизированных атомов и свободных электронов с широким спектром энергий. Диапазон энергий первичного фотона, для которого комптоновское рассеяние является преобладающим механизмом поглощения, зависит от атомного номера элемента или среднего атомного номера для сложных соединений. Для полупроводников с малым атомным номером (для кремния  $Z = 14$ ) верхняя граница энергии фотона, взаимодействующего с веществом по закону комптоновского рассеяния, простирается в область высоких энергий – десятки МэВ.

Рассмотренные закономерности взаимодействия фотонного излучения с твердым телом позволяют выделить наиболее важные особенности и результаты. В области низких энергий фотонов, вблизи границы фундаментального поглощения, в кремнии происходит резкий рост коэффициента поглощения (см. рис. 4.3), что соответствует такому же сокращению длины пробега фотона в полупроводнике. Это означает, что энергия квантового излучения поглощается в тонком приповерхностном слое полупроводника. Соотношение толщины такого слоя с размерами соответствующей области, например области базы фотодиода, существенно влияет на постановку и решение краевых задач.

Высокие значения коэффициента поглощения сохраняются для фотонов с энергиями в несколько единиц кэВ. Коэффициенты поглощения и длины пробега  $l$  фотона в кремнии для разных энергий приведены в таблице.

На рис. 4.4 представлены зависимости вероятностей взаимодействия фотона с кремнием по законам фотоэффекта и комптоновского рассеяния от энергии. При энергиях фотона  $E = 40$  кэВ эти вероятности равны, а при  $E = 100$  кэВ фотоэффект отсутствует. Коэффициент поглощения для различных диапазонов энергетического спектра учитывает в соответствии с формулой (4.10) вклад каждого механизма, т. е. является интегральной оценкой интенсивности процессов передачи энергии излучения твердому телу. Поскольку величина коэффициента поглощения обратно пропорциональна длине пробега фотона, т. е. расстоянию, на котором интенсивность излучения уменьшается в  $e = 2,718$  раза, ее значение характеризует равномерность распределения поглощенной энергии излучения по координате. Применительно к задачам исследования нестационарных фотоэлектрических процессов в полупроводниках коэффициент поглощения характеризует равномерность ионизации исследуемых областей полупроводниковых микроструктур в конкретных условиях. Количественное значение его должно учитываться при постановке краевых задач, в частности, при задании граничных и начальных условий.

Количественный и качественный анализ зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона позволяет объяснить различия в постановке и соответственно решениях краевых задач для различных участков спектра воздействующего фотонного излучения с единых позиций как следствие перераспределения вкладов фотоэффекта и комптоновского рассеяния в

Зависимости коэффициента поглощения и длины пробега фотона от энергии для кремния

| $E_r, \text{МэВ}$ | $\alpha, \text{м}^{-1}$ | $l \cdot 10^2, \text{м}$ |
|-------------------|-------------------------|--------------------------|
| 0,01              | 7760                    | 0,013                    |
| 0,02              | 970                     | 0,1                      |
| 0,03              | 300                     | 0,33                     |
| 0,05              | 90                      | 1,11                     |
| 0,1               | 39                      | 2,53                     |
| 0,6               | 19                      | 5,29                     |
| 1,0               | 15                      | 6,76                     |
| 2,0               | 10                      | 9,52                     |
| 10,0              | 6,0                     | 17,4                     |

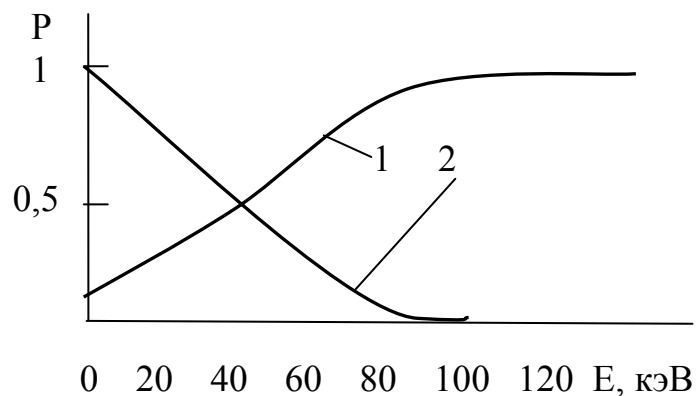


Рис. 4.4. Зависимости вероятностей взаимодействия фотона с кремнием по законам: 1 – фотоэффекта, 2 – комптоновского рассеяния

эффект поглощения энергии излучения. Приведенные данные показывают, что максимальное поглощение происходит при значениях энергии фотона  $E = 1 - 3$  кэВ, когда фотоэффект является основным механизмом поглощения. При достижении значений  $E = 100$  кэВ комптоновское рассеяние является единственным эффектом поглощения энергии излучения. При этом коэффициент поглощения уменьшается более чем на два порядка, а длина пробега фотона возрастает во столько же раз. Указанные особенности отражаются, например, в краевых задачах релаксации электронных систем к состоянию равновесия после действия импульсов ионизирующего излучения одинаковой длительности и интенсивности.

### 4.3. Контрольные задания

1. Факторы, определяющие электропроводность полупроводников.
2. Факторы, определяющие температурную зависимость электропроводности.
3. Влияние ширины запрещенной зоны на электропроводность беспримесных полупроводников.
4. Влияние энергии активации примесей на электропроводность полупроводников.
5. Физический смысл и формальное определение подвижности носителей зарядов.
6. Температурная зависимость концентрации носителей заряда в полупроводниках.
7. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках.
8. Формальное определение электропроводности полупроводников.
9. Факторы, определяющие температурную зависимость подвижности носителей в полупроводниках.
10. Обобщенная формальная модель электропроводности полупроводника.
11. Механизм электропроводности в области относительно низких температур.
12. Температурная зависимость электропроводности в области средних температур.
13. Механизм и условие увеличения собственной проводимости в области высоких температур.

14. Взаимосвязи параметров зонной структуры с характеристическими параметрами температурной зависимости электропроводности полупроводников.
15. Физический смысл и формальное определение понятия “коэффициент поглощения”.
16. Закон Бугера-Ламберта.
17. Основные механизмы взаимодействия квантовых излучений с веществом.
18. Эффект рассеяния энергии фотона на свободных носителях заряда.
19. Механизм фундаментального (собственного) поглощения излучений оптического диапазона в полупроводниках.
20. Частотная зависимость коэффициента фундаментального поглощения в полупроводниках с прямыми переходами.
21. Граничная частота и длина волны собственного поглощения для прямого перехода в полупроводниках.
22. Механизм и характеристики примесного поглощения в полупроводниках.
23. Сущность эффекта Оже.
24. Механизм и характеристики комптоновского рассеяния электронов.
25. Пространственно-угловое распределение комптоновских электронов.
26. Спектральная зависимость толщины слоя поглощения квантовых излучений в полупроводниках.
27. Спектрально-энергетические зависимости вероятностей взаимодействия фотонов с кремнием по законам фотоэффекта и комптоновского рассеяния.

#### 4.4. Задачи и упражнения

1. Рассчитать и построить температурную зависимость  $n(T)$  концентрации свободных носителей для заданных значений  $N_d$  и  $\Delta E_d$  в заданном интервале температур.
2. Рассчитать и построить зависимость  $n(\Delta E_d)$  для заданных значений  $N_d$  и  $T$ .
3. Определить соотношение концентрации электронов собственного и примесного полупроводников для различных значений  $N_d$ ,  $\Delta E_d$  и  $T$ . Определить факторы, оказывающие наибольшее влияние на это состояние.

4. Для двух образцов, отличающихся только энергиями активации примесей, построить графики температурной зависимости электропроводности. Установить отличия этих графиков совмещением в одной системе координат.

5. Для двух образцов, отличающихся только концентрациями примесей, построить на одной плоскости графики температурной зависимости электропроводности. Объяснить установленные различия.

6. Для двух образцов, отличающихся только подвижностями носителей, построить графики температурной зависимости электропроводности. Установить и объяснить отличия.

7. Для двух образцов, отличающихся только шириной запрещенной зоны, построить графики температурной зависимости электропроводности. Обосновать отличия.

8. Энергия активации примесей одного образца вдвое больше, чем у другого, а концентрация донорных примесей вдвое меньше. Построить графики температурной зависимости электропроводности и объяснить отличия.

9. Концентрация донорных примесей одного образца вдвое больше, чем у другого, а подвижность носителей вдвое меньше. Построить графики температурной зависимости электропроводности, обосновать и определить количественные отличия в характеристических точках.

10. Энергия активации донорных примесей одного образца вдвое больше, чем у другого, а подвижность носителей вдвое меньше. Определить отличия температурных зависимостей электропроводности, получить их количественные оценки в характеристических точках.

11. Ширина запрещенной зоны одного образца вдвое больше, а подвижность носителей вдвое меньше, чем у другого. Определить количественные отличия температурных зависимостей электропроводности.

12. Ширина запрещенной зоны одного образца вдвое меньше, а энергия активации примесей вдвое больше, чем у другого. Определить качественные и количественные отличия температурных зависимостей электропроводности.

13. Ширина запрещенной зоны одного образца больше, а энергия активации меньше, чем у другого. Определить качественные отличия температурных зависимостей проводимости двух образцов.

14. Ширина запрещенной зоны, подвижность носителей и энергия активации примесей одного образца больше, чем у другого. Установить качественные отличия температурных зависимостей проводимости образцов.



15. Ширина запрещенной зоны и концентрация донорных примесей одного образца больше, чем у другого. Построить графики температурных зависимостей электропроводности образцов и установить качественные отличия этих зависимостей.

16. Ширина запрещенной зоны и энергия активации примесей одного образца больше, а концентрация донорных примесей меньше, чем у другого. Найти качественные отличия температурных зависимостей электропроводности образцов.

17. Ширина запрещенной зоны и концентрация примесей одного образца больше, а энергия активации меньше, чем у другого. Найти качественные отличия температурных зависимостей электропроводности образцов.

18. Энергия активации и концентрация примесей одного образца больше, а ширина запрещенной зоны меньше, чем у другого. Определить качественные отличия температурных зависимостей электропроводности образцов.

19. Энергия активации и концентрация примесей одного образца меньше, а ширина запрещенной зоны больше, чем у другого. Установить качественные отличия температурных зависимостей электропроводности образцов.

20. Энергия активации и концентрация примесей одного образца больше, а ширина запрещенной зоны и подвижность носителей заряда меньше, чем у другого. Представить графическую интерпретацию указанных особенностей в виде температурных зависимостей электропроводности.

21. Энергия активации и подвижность носителей заряда одного образца больше, а концентрация носителей и ширина запрещенной зоны меньше, чем у другого. Отобразить указанные особенности на графиках температурных зависимостей электропроводности образцов.

#### **4.5. Вопросы для тестирования**

1. Концентрация электронов в зоне проводимости собственного полупроводника:

1.1. Возрастает по мере увеличения концентрации примесей;

1.2. Уменьшается с увеличением температуры и ширины запрещенной зоны;

1.3. Возрастает по закону “трех вторых” при увеличении температуры;

1.4. Не зависит от температуры;

1.5. Резко возрастает при увеличении абсолютной температуры.

2. Концентрация электронов в зоне проводимости дырочного полупроводника:

2.1. Возрастает при увеличении концентрации акцепторных примесей;

2.2. Уменьшается при увеличении концентрации акцепторных примесей;

2.3. Уменьшается при увеличении температуры;

2.4. Возрастает при увеличении ширины запрещенной зоны;

2.5. Возрастает при увеличении температуры и ширины запрещенной зоны;

2.6. Возрастает при увеличении энергии активации акцепторных примесей;

2.7. Равна нулю при равенстве концентрации акцепторных примесей и электронов в собственном полупроводнике.

3. Концентрация дырок в валентной зоне электронного полупроводника:

3.1. Равна нулю;

3.2. Равна концентрации акцепторных примесей;

3.3. Равна концентрации электронов в собственном полупроводнике;

3.4. Определяется температурой и энергией активации донорных примесей;

3.5. Определяется температурой и концентрацией донорных примесей;

3.6. Зависит от концентрации донорных примесей и температуры.

4. Концентрация электронов в зоне проводимости электронного полупроводника:

4.1. Равна концентрации донорных примесей;

4.2. Больше концентрации донорных примесей при низких температурах;

4.3. Меньше концентрации донорных примесей при низких температурах;

4.4. Определяется шириной запрещенной зоны;

4.5. Зависит только от энергии активации примесей и температуры;

4.6. Зависит только от концентрации донорных примесей и энергии активации;

4.7. Зависит только от температуры и концентрации донорных примесей;

4.8. Зависит от концентрации донорных примесей, температуры и энергии активации примесей.

5. Температурная зависимость подвижности носителей заряда обусловлена:

5.1. Рассеянием носителей на ионизированных примесях в области высоких температур;

5.2. Рассеянием носителей на тепловых колебаниях в области низких температур;

5.3. Рассеянием носителей на тепловых колебаниях решетки и на ионизированных примесях высоких температур;

5.4. Рассеянием носителей на тепловых колебаниях решетки и на ионизированных примесях низких температур;

5.5. Рассеянием носителей на ионизированных примесях при низких температурах и тепловых колебаниях решетки при высоких температурах.

6. Электропроводность собственного полупроводника определяется:

6.1. Концентрацией электронов в зоне проводимости;

6.2. Шириной запрещенной зоны;

6.3. Температурной зависимостью подвижности носителей;

6.4. Концентрацией дырок и подвижностями электронов и дырок;

6.5. Эффективной плотностью состояний электронов в зоне проводимости;

6.6. Произведением эффективных плотностей состояний для электронов и дырок.

7. Электропроводность примесного полупроводника определяется:

7.1. Концентрацией примесей;

7.2. Энергией активации примесей;

7.3. Энергией активации и шириной запрещенной зоны;

7.4. Концентрацией и энергией активации примесей и шириной запрещенной зоны;

7.5. Температурой, концентрацией примесей и шириной запрещенной зоны;

7.6. Суммой собственной и примесной составляющей электропроводности.

8. Электропроводность примесного полупроводника при низких температурах, когда  $kT \ll \Delta E_d$ , обусловлена:

8.1. Энергией активации примесей;

8.2. Концентрацией примесей;

8.3. Шириной запрещенной зоны;

8.4. Подвижностью носителей и концентрацией примесей;

8.5. Энергией активации и концентрацией примесей;

8.6. Шириной запрещенной зоны, энергией активации и концентрацией примесей.

9. Электропроводность примесного полупроводника при высоких температурах, когда  $kT \geq \Delta E_d$ , обусловлена:

- 9.1. Энергией активации примесей;
- 9.2. Шириной запрещенной зоны;
- 9.3. Подвижностью электронов и энергией активации примесей;
- 9.4. Концентрацией и энергией активации примесей;
- 9.5. Подвижностью носителей и шириной запрещенной зоны.
- 10. Коэффициент фундаментального поглощения излучений оптического диапазона:
  - 10.1. Возрастает по мере увеличения длины волны фотонов при прямых переходах;
  - 10.2. Возрастает по мере увеличения энергии фотонов;
  - 10.3. Возрастает при увеличении ширины запрещенной зоны;
  - 10.4. Возрастает при увеличении эффективной массы дырок;
  - 10.5. Возрастает с увеличением частоты воздействующих излучений.

## Глава 5. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ИМПУЛЬСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

### 5.1. Нестационарные процессы в фоторезисторах

Принципиальным отличием задач исследования распределения концентраций неравновесных носителей по координате (стационарный режим) или по координате и во времени (нестационарный режим – переходной процесс) является необходимость учета особенностей процессов генерации неравновесных носителей в тонком приповерхностном слое полупроводника, диффузии их в периферийные области и рекомбинации во всех областях. Совокупное действие указанных факторов невозможно адекватно отобразить уравнением (4.19). С учетом ряда упрощений (пренебрежение существованием ловушек на глубоких уровнях, конечной скоростью поверхностной рекомбинации на контактах) уравнение непрерывности для стационарного режима принимает вид [10]

$$D \frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{\tau} = g(x), \quad (5.1)$$

где  $g(x)$  – объемная скорость генерации носителей на расстоянии  $x$  от освещаемой поверхности полупроводника. Эта характеристика определяется через коэффициенты поглощения  $\alpha$  и отражения  $R = [(n_n - 1)/(n_n + 1)]^2$ , где  $n_n$  – показатель преломления,

$$g(x) = \alpha \eta (1 - R) Q \exp(-\alpha x), \quad (5.2)$$

где  $\eta$  – квантовый выход, т.е. число электронов, освобождаемых при поглощении одного кванта излучения;  $Q$  – плотность потока излучения.

Решение уравнения (5.1) для образцов с толщиной  $d$ , значительно превышающей диффузионную длину  $L$  носителей заряда, т.е. при условии  $d \gg L$ , имеет вид:

$$p(x) = A \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \frac{\tau g(x)}{L^2 \alpha^2 - 1}. \quad (5.3)$$

Постоянная  $A$  в выражении (5.3) определяется из граничного условия

$$D \frac{\partial p(x)}{\partial x} = S p(x), \quad (5.4)$$

отражающего равенство противоположно направленных потоков неравновесных носителей, попадающих на единицу площади поверхности образца за единицу времени вследствие диффузионного переноса с

коэффициентом диффузии  $D$  и поверхностной рекомбинации со скоростью  $S$ . Из (5.3) и (5.4) следует уравнение

$$\frac{AD}{L} - \frac{\alpha g(0)L^2}{\alpha^2 L^2 - 1} = \frac{\tau S g(0)}{\alpha^2 L^2 - 1} - SA,$$

откуда

$$A = g(0) \frac{L^2 \alpha + \tau S}{(\alpha^2 L^2 - 1)(D/L + S)}. \quad (5.5)$$

Решение (5.3) с учетом (5.2) и (5.5) принимает вид

$$\begin{aligned} p(x) &= \frac{Q\alpha\eta(1-R)}{\alpha^2 L^2 - 1} \left\{ \frac{L^2 \alpha + \tau S}{D/L + S} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \tau \exp(-\alpha x) \right\} = \\ &= \frac{g(Q)}{\alpha^2 L^2 - 1} \left\{ \frac{L^2 \alpha + \tau S}{D/L + S} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \tau \exp\left(-\frac{x}{d'}\right) \right\}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

где  $d' = 1/\alpha$  - глубина проникновения излучения в полупроводник.

Уравнение (5.6) получено при выполнении условий  $d \gg L$ ,  $d \gg 1/\alpha = d'$ .

Рассмотрим случай воздействия относительно коротковолновых излучений, для которых выполняется условие  $L \gg 1/\alpha = d'$ . Тогда  $L\alpha \gg 1$ , а уравнение (5.6) с учетом соотношения  $D\alpha \gg S$  преобразуется к виду

$$p(x) = \frac{g(0)\tau}{\alpha^2 L^2} \left\{ \frac{D\alpha}{D/L + S} \exp\left(-\frac{x}{L}\right) - \exp\left(-\frac{x}{d'}\right) \right\}. \quad (5.7)$$

Стационарное распределение концентраций неравновесных носителей в соответствии с (5.7) представлено на рис. 5.1.

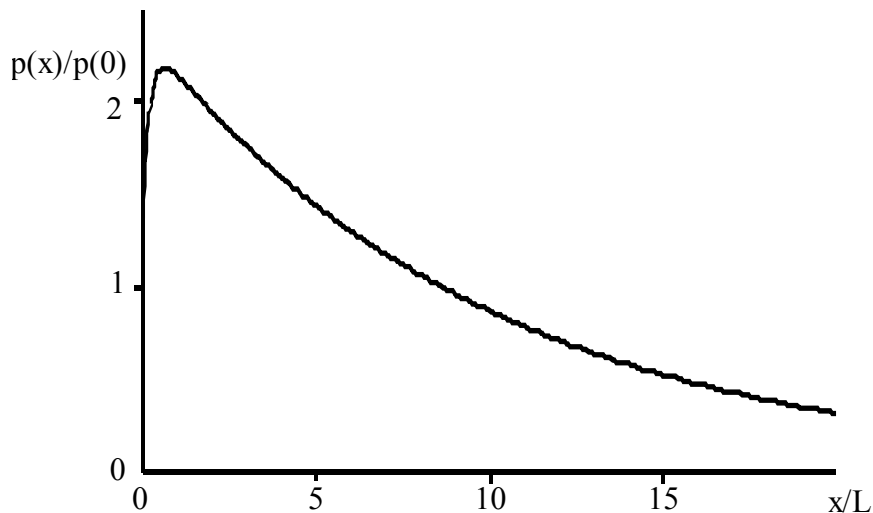


Рис. 5.1. Нормированное стационарное распределение концентраций неравновесных носителей по координате ( $D=4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $S=20 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\alpha=10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $L=1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ ,  $\tau=2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ )

В тонком приповерхностном слое при  $x \leq d'$  закон изменения  $p(x)$  существенно отличается от экспоненциального. Начиная со значений  $x > d'$  влиянием второго слагаемого в (5.2) можно пренебречь, что позволяет представить (5.7) в виде

$$p(x) = \frac{g(0)}{\alpha(D/L + S)} \exp\left(-\frac{x}{L}\right). \quad (5.8)$$

Точность оценки (5.8) возрастает по мере увеличения степени неравенства  $L\alpha \gg 1$ .

В зависимости от соотношений  $d$  и  $L$  найденные распределения в различной степени влияют на среднюю концентрацию неравновесных носителей  $\bar{p}(x)$  и, следовательно, на чувствительность фоторезистора к воздействию излучению. Определим среднюю концентрацию  $\bar{p}(x)$  в виде

$$\bar{p}(x) = \int_0^d p(x) dx / d.$$

Расчет с использованием выражения (5.7) дает

$$\begin{aligned} \bar{p}(x) &= \frac{g(0)L}{\alpha(D/L + S)d} \left(1 - e^{-d/L}\right) - \frac{g(0)\tau}{\alpha^2 L^2 d} \left(1 - e^{-d/d'}\right) \cong \\ &\cong \frac{g(0)L}{d\alpha(D/L + S)} = \frac{g(0)L\tau}{d\alpha(L + S\tau)}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Учитывая формулы (4.18), (4.20), (5.9), определим коэффициент чувствительности фоторезистора в случае неравномерной генерации носителей в приповерхностном слое

$$F_p = \frac{Ue}{l_p^2 hc} \lambda \eta (1 - R) \frac{\mu_p (1 + b)L}{(D/L + S)} = \frac{Ue}{l_p^2 hc} \lambda \eta (1 - R) \frac{\mu_p (1 + b)L\tau}{(L + S\tau)}. \quad (5.10)$$

Зависимость (5.10) учитывает влияние электрофизических характеристик полупроводника ( $\mu_p, L, \tau, D, b$ ), коэффициента отражения  $R$ , скорости поверхностной рекомбинации  $S$ , спектральных характеристик излучения ( $\lambda, \eta$ ), длины  $l_p$  фоторезистора и напряжения смещения  $U$ . Для расчета чувствительности  $F_p$  потребовалось определение стационарного распределения концентраций неравновесных носителей  $p(x)$  (5.7), (5.8). Такое распределение устанавливается по окончании нестационарного процесса перехода от начального состояния, когда через фоторезистор протекает темновой ток, к состоянию динамического равновесия при постоянном облучении. Характеристики переходного процесса – длительность, закон изменения распределения неравновесных носителей

по координате во времени, определяют амплитудно - временные характеристики переходных токов и напряжений.

Во многих практических приложениях требуется не только высокая чувствительность, но и быстроедействие, зависящее преимущественно от длительностей процессов установления и спада неравновесных концентраций носителей. В случае низкого уровня облучения  $p(x) < p_n$  и линейной рекомбинации носителей длительности процессов установления и спада (релаксаций) неравновесных концентраций  $p(x)$  практически одинаковы и происходят по закону, близкому к экспоненциальному. При наличии глубоких уровней в зонной структуре полупроводника изменение концентраций неравновесных носителей происходит вследствие как линейной, так и квадратичной рекомбинации. Следствием этого является часто значительное превышение длительностей процессов спада концентрации НН по сравнению с длительностями нарастания. Точное определение таких закономерностей возможно лишь в результате решения соответствующих краевых задач, составными частями которых являются начальные условия. В рассматриваемом случае распределения (5.6), (5.7) являются начальными условиями краевой задачи спада концентраций НН после окончания действия импульса освещения в условиях сильного поглощения.

При малых толщинах фоторезистора  $d \approx L$  закономерности распределения НН по координате изменяются вследствие взаимного влияния границ. Поэтому для нахождения решений уравнения (5.1) необходимо учитывать два граничных условия. Типы их определяются особенностями решаемых задач. Рассмотрим условия, когда плотность потока НН, например дырок, при  $x = d$  определяется только скоростью поверхностной рекомбинации  $S$ . На освещаемой поверхности фоторезистора поверхностная концентрация  $p(0)$ , что соответствует плотности потока  $Sp(0)$ . Генерация неравновесных носителей со скоростью  $g(0)$  обуславливает плотность потока  $g(0)/\alpha = \eta(1-R)Q$  в противоположном направлении. Граничные условия принимают вид

$$-D \left. \frac{dp(x)}{dx} \right|_{x=d} = Sp(d), \quad -Sp(0) + g(0)/\alpha = 0. \quad (5.11)$$

Для таких граничных условий решение уравнения (5.1) существует в виде

$$p(x) = Ach \frac{d-x}{L} + Bsh \frac{d-x}{L}, \quad (5.12)$$

где постоянные  $A$  и  $B$  определяются из условий (5.11). Решая систему уравнений



$$\left. \begin{aligned} Ach \frac{d}{L} + Bsh \frac{d}{L} &= \frac{g(0)}{S\alpha} \\ B &= \frac{L}{D} Sp(d), p(d) = A \end{aligned} \right\},$$

находим значения постоянных

$$B = \frac{\tau S}{L} A, \quad A = \frac{g(0)}{S\alpha} \frac{1}{ch \frac{d}{L} + \frac{\tau S}{L} sh \frac{d}{L}}$$

и закон распределения концентрации НН по координате

$$p(x) = \frac{g(0)}{S\alpha} \frac{Lch \frac{d-x}{L} + \tau Ssh \frac{d-x}{L}}{Lch \frac{d}{L} + \tau Ssh \frac{d}{L}}. \quad (5.13)$$

На рис. 5.2. представлена построенная по (5.13) нормированная характеристика

$$H_p(x) = \frac{p(x)}{p(0)} = \left( Lch \frac{d-x}{L} + \tau Ssh \frac{d-x}{L} \right) / \left( Lch \frac{d}{L} + \tau Ssh \frac{d}{L} \right)$$

при значениях параметров  $D=4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\tau = 4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ,  $L = 10^{-5} \text{ м}$ ,  $d=10^{-5} \text{ м}$ ,  $S=20 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\tau \cdot S=8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $\alpha=10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $S \cdot \alpha=2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ .

Из рис. 5.2. следует, что в условиях сильного поглощения при толщине фоторезистора, равной диффузионной длине дырок  $d = L$ , стационарное распределение НН по координате практически линейно и существенно отлично от нуля на тыловой поверхности.

Расчет средней концентрации НН по (5.13) приводит к оценке

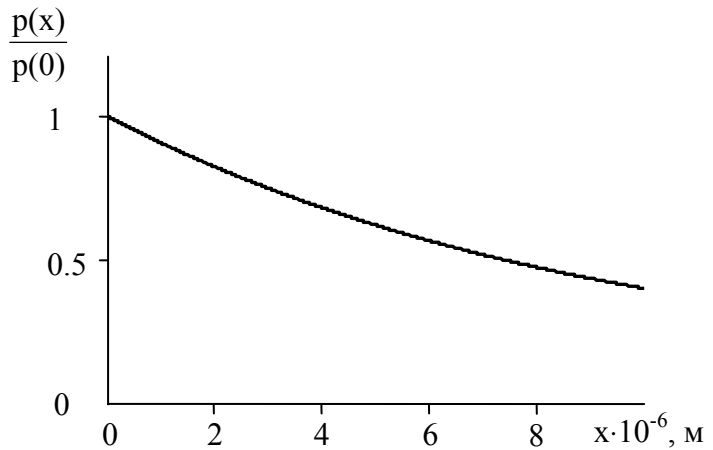


Рис. 5.2. Нормированное распределение концентраций неравновесных носителей по координате при  $d=L$

$$\bar{p} = \int_0^d p(x) dx / d = \frac{g(0) L}{S\alpha} \frac{Lsh \frac{d}{L} + \tau S \left( sh^2 \frac{d}{L} - ch^2 \frac{d}{L} ch \frac{d}{L} \right)}{Lch \frac{d}{L} + \tau S sh \frac{d}{L}}. \quad (5.14)$$

Близкая к линейной, зависимость  $p(x)$  (5.13) позволяет в ряде случаев использовать приближенную оценку

$$\bar{p} = (p(0) + p(d))/2. \quad (5.15)$$

При использовании приведенных выше значений параметров расчет по (5.14) дает значение  $\bar{p} = 0,66g(0)/S\alpha$ , а оценка по (5.15) приводит к результату  $\bar{p} = 0,71g(0)/S\alpha$ . Различие приведенных оценок характеризует степень нелинейности зависимости  $p(x)$  при  $d \approx L$ .

Расчет чувствительности фоторезистора с учетом средней концентрации (5.14) приводит к результату

$$F_p = \frac{U}{l_p^2} \frac{e\mu_p(1+b)\lambda\eta(1-R)L}{hcS} \frac{Lsh \frac{d}{L} + \tau S \left( sh^2 \frac{d}{L} - ch^2 \frac{d}{L} ch \frac{d}{L} \right)}{Lch \frac{d}{L} + \tau S sh \frac{d}{L}}. \quad (5.16)$$

Сопоставление чувствительностей фоторезисторов с различными толщинами  $d \gg L$  (5.10) и  $d \approx L$  (5.16) показывает, что при прочих равных условиях чувствительность возрастает по мере уменьшения толщины образца. Это объясняется увеличением средней концентрации  $\Delta\bar{p}$  НН при  $d \rightarrow L$ . Такая тенденция сохраняется и для сверхтонких фоторезисторов, когда  $d < L$  или  $d \ll L$ . В этих условиях возможно использование аппроксимаций  $sh \frac{d}{L} \cong \frac{d}{L}$ ,  $ch \frac{d}{L} \cong 1$ , что приводит к зависимости

$$p(x) \cong \frac{g(0)}{S\alpha} \left\{ ch \frac{x}{L} - \frac{d + \tau S}{L + \tau S \frac{d}{L}} sh \frac{x}{L} \right\} = \frac{g(0)}{S\alpha} \left\{ ch \frac{x}{L} - \frac{\tau S}{L} sh \frac{x}{L} \right\}. \quad (5.17)$$

Из уравнения (5.17) следует, что в сверхтонких образцах, когда  $d \rightarrow d' = 1/\alpha$ , происходит практически равномерная генерация носителей, т.е.  $p(0) \cong p(d) = g(0)/S\alpha$ . В этих условиях средняя концентрация НН  $\bar{p}$  (5.14) совпадает с граничной

$$\bar{p} = \frac{g(0) L}{S\alpha} \frac{d + \tau S d^2 / L^2}{d + \tau S d / L} = \frac{g(0)}{S\alpha},$$

а чувствительность (5.16) достигает максимального значения

$$F_p = \frac{U e \mu_p (1+b) \lambda \eta (1-R) d}{l_p^2 h c S}. \quad (5.18)$$

Результаты исследований стационарных распределений НН в фоторезисторах на основе собственных полупроводников при воздействии излучений оптического диапазона позволяют определить взаимосвязи между конструктивными и электрофизическими характеристиками резисторных фотоприемников в стационарном режиме. Однако оптимизация параметров физико-топологической модели должна также обеспечивать и заданное быстродействие фоторезистора. Его можно характеризовать суммарным временем смены состояний при воздействии импульсного облучения. Это объясняется изменениями концентраций НН по координате и во времени, определяющими амплитудно-временные характеристики переходных токов и напряжений на фоторезисторе. Установление основных закономерностей преобразования параметров импульсных излучений оптического диапазона в параметры электрических сигналов в цепях фотоприемников, оптоэлектронных преобразователей, элементах и устройствах интегральной оптики и т.п. является основной задачей функциональной электроники. Решение ее предусматривает разработку математических моделей, адекватно отражающих влияние воздействующих факторов и параметров физико-топологических моделей фотоприемников.

Пространственно-временное распределение неосновных носителей в исследуемой области полупроводника независимо от физической природы внешних факторов отражается уравнением

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{p(x,t)}{\tau}, \quad (5.19)$$

где  $p(x,t)$  - концентрация неравновесных носителей заряда, генерируемых под воздействием внешних факторов. Левая часть уравнения (5.19) – скорость изменения концентрации неосновных носителей в произвольной точке исследуемого пространства в любой момент времени в пределах рассматриваемого временного интервала. Правая часть учитывает механизмы изменения концентрации неосновных носителей во времени. Следовательно, уравнение (5.19) отражает зависимость мгновенной скорости изменения концентрации неосновных носителей для произвольной точки исследуемого пространства от интенсивности процессов диффузии и рекомбинации. Рассмотренный выше частный случай  $\partial p(x,t)/\partial t = 0$  соответствует стационарному режиму, когда скорость увеличения концентрации вследствие диффузионного переноса неосновных носителей для каждой точке пространства равна скорости

объемной рекомбинации, т.е. существует состояние динамического равновесия. Появление дополнительных источников или поглотителей НН отражается в (5.19) введением соответствующих слагаемых в правой части, учитывающих интенсивность соответствующих механизмов генерации и рекомбинации НН.

Рассматриваемые процессы воздействия импульсных излучений оптического диапазона на полупроводниковые фоторезисторы характеризуются скоростью генерации  $g(x)$  НН в приповерхностном слое в соответствии с зависимостью

$$g(x) = g(0)\exp(-\alpha x).$$

Поэтому уравнение (5.19) принимает вид

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{p(x,t)}{\tau} + g(0)e^{-\alpha x}. \quad (5.20)$$

Краевая задача для нестационарных процессов в фоторезисторах может быть поставлена и решена на основе формальной аналогии температурных и диффузионных процессов в полупроводниках. Известные методы и результаты решения краевых задач в теории теплопроводности твердых тел [6] могут быть распространены на фотоэлектрические процессы в полупроводниках при соблюдении основных положений теории подобия [11].

В теории теплопроводности полубесконечного тонкого стержня с теплоизоляцией боковой поверхности известна краевая задача: начальная температура стержня  $u_0 = 0$ , в начальный момент времени конец стержня принимает постоянную температуру  $u_c > u_0$ , внутри стержня действует источник тепла с максимальной мощностью  $W_0$  и экспоненциальным распределением тепловой мощности по координате

$$W = W_0 \exp(-kx),$$

где  $k$  – некоторая тепловая постоянная. Полубесконечное приближение позволяет учитывать только одно граничное условие, полагая равным нулю градиент температуры на бесконечном удалении от начала стержня.

С учетом изложенного краевая задача принимает вид

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} + \frac{W_0 e^{-kx}}{c\rho}, \quad t > 0, \quad 0 < x < \infty, \quad (5.21)$$

$$u(x,0) = 0, \quad \partial u(\infty,t)/\partial x = 0, \quad u(0,t) = u_c, \quad (5.22)$$

где  $a = \lambda/c\rho$  – коэффициент температуропроводности,  $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ;  $c$  – удельная теплоемкость,

Дж·кг<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>;  $\rho$  - плотность, кг·м<sup>-3</sup>;  $W_0$  – удельная тепловая мощность, Дж·м<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>.

В уравнении теплопроводности (5.21) не учитывается поглощение тепла в стержне, в уравнении диффузии (5.20) подобный процесс объемной рекомбинации отражается слагаемым  $p(x,t)/\tau$  в правой части. Такое отличие в уравнениях учитывается введением экспоненциального множителя в известное решение краевой задачи (5.21), (5.22).

Учитывая формальную аналогию тепловых и диффузионных процессов и распространяя ее на граничные и начальные условия, представим краевую задачу нестационарного распределения НН под воздействием импульсного облучения в виде

$$\frac{\partial P(X,T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 P(X,T)}{\partial X^2} - P(X,T) + g(0)\tau e^{-\alpha x}, \quad (5.23)$$

$$P(0,T)=\text{const}, \quad \partial P(\infty,T)/\partial X=0, \quad P(X,0)=0, \quad (5.24)$$

где  $X=x/L$ ,  $T=t/\tau$  - нормированные параметры. Граничное условие  $P(0,T)=\text{const}$  отражает постоянство поверхностной концентрации НН при воздействии излучений оптического диапазона неизменной интенсивности. При этом зависимость концентрации генерируемых излучением НН от координаты имеет вид

$$P(X) = g(0)\tau e^{-\alpha x} = P(0,T)e^{-\alpha x}.$$

Решение краевой задачи теплопроводности (5.21), (5.22) известно [7]

$$\begin{aligned} \frac{u(x,t)}{u_c} = \text{erfc} \frac{x}{2\sqrt{at}} - \frac{W_0}{\lambda k^2 u_c} \left[ \text{erfc} \frac{x}{2\sqrt{at}} - e^{-kx} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} e^{k^2 at - kx} \text{erfc} \left( k\sqrt{at} - \frac{x}{2\sqrt{at}} \right) + \frac{1}{2} e^{k^2 at + kx} \text{erfc} \left( k\sqrt{at} + \frac{x}{2\sqrt{at}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Решение (5.25) может быть преобразовано для задачи (5.23), (5.24) с применением основных положений теории подобия. В результате влияние механизма объемной линейной рекомбинации, отображаемого слагаемым  $P(X,T)$  в (5.23), учитывается введением экспоненциального множителя  $e^{-T}$  в модифицированное решение (5.25). В результате решение задачи (5.23), (5.24) принимает вид

$$\begin{aligned} H(X,T) = \frac{P(X,T)}{P(0,T)} = e^{-\alpha XL} + \frac{e^{-T}}{2} \left\{ e^{\alpha^2 L^2 T - \alpha LX} \text{erfc} \left( \alpha L \sqrt{T} - \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) - \right. \\ \left. - e^{\alpha^2 L^2 T + \alpha LX} \text{erfc} \left( \alpha L \sqrt{T} + \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Характеристика (5.26) отражает влияние коэффициента поглощения  $\alpha$ , зависящего от длины волны импульсного излучения и электрофизических характеристик полупроводника, на амплитудно-временные характеристики нестационарных процессов перераспределения концентраций неосновных носителей по координате и во времени. Актуальность исследования особенностей переходных процессов в соответствии с математической моделью (5.26) обусловлена непосредственным влиянием их на амплитудно-временные характеристики электрического отклика фоторезистора на импульсные воздействия излучений оптического диапазона. По зависимости (5.26) определяются динамические параметры оптоэлектронных преобразователей, элементов оптоэлектроники, интегральной оптики, содержащие полупроводниковые фотоприемники. Исследование зависимостей параметров нестационарных процессов от коэффициента поглощения  $\alpha$  является необходимым условием оптимизации физико-топологических моделей фоторезисторов с целью обеспечения заданных требований по чувствительности, быстродействию, помехоустойчивости и др.

В условиях слабого поглощения толщина приповерхностного слоя поглощения излучения  $1/\alpha$  равна диффузионной длине НН  $L$ , т.е. выполняется условие  $\alpha L = 1$ . Переходная характеристика (5.26) принимает вид

$$H(X, T) = e^{-X} + 0,5 \left\{ e^{-X} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{T} - \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) - e^X \operatorname{erfc} \left( \sqrt{T} + \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) \right\}. \quad (5.27)$$

Из (5.27) следуют характеристические значения переходного процесса в условиях слабого поглощения

$$H(0, 0) = 1, \quad H(0, T) = 1, \quad H(0, \infty) = 1, \quad H(X, \infty) = e^{-X}. \quad (5.28)$$

Согласно (5.28) в любой момент времени на приемной поверхности фоторезистора, т.е. при  $X=0$ , во время действия импульса излучения поддерживается постоянная концентрация НН, определяемая в соответствии с формулой (5.2) интенсивностью внешнего воздействия и коэффициентом поглощения. В условиях слабого поглощения  $\alpha L = 1$  воздействующее излучение проникает в фоторезистор на глубину  $L$ , создавая стационарное распределение НН по экспоненциальному закону (5.28). По такому же закону распределяется поглощенная энергия излучения или мгновенные источники НН. Качественное описание механизмов перераспределения концентраций НН в фоторезисторе при импульсном облучении учитывает стационарную и нестационарную компоненты мгновенных распределений, соотношение между которыми меняется во времени вследствие процессов диффузии и рекомбинации. В результате переходные процессы перераспределения концентраций (5.27)

характеризуются сложной зависимостью от координаты, экстремальное значение которой  $H(X_m, 0) = 2$  уменьшается со временем до стационарного значения  $H(X_m, \infty) = \exp(-X_m)$ . При увеличении коэффициента поглощения  $\alpha \rightarrow \infty$  в соответствии с (5.26) координата  $X_m \rightarrow 0$ , т.е. мгновенная концентрация НН на приемной поверхности фоторезистора вдвое превышает максимальное стационарное значение, т.е.  $H(0, 0)|_{\alpha=\infty} = 2$ . Графическая интерпретация рассматриваемых закономерностей для режима слабого поглощения  $\alpha L = 1$  представлена на рис.5.3.

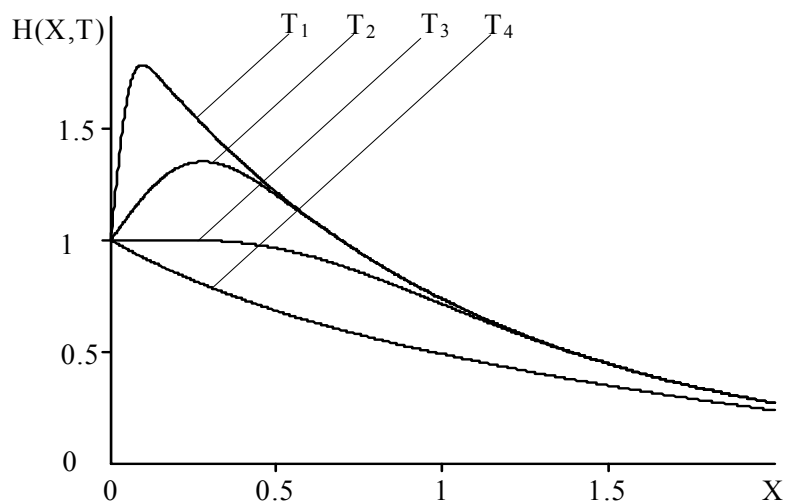


Рис. 5.3. Нормированные распределения концентраций НН по координате и во времени для режима слабого поглощения ( $T_1=0,001$ ,  $T_2=0,02$ ,  $T_3=0,1$ ,  $T_4=0,5$ )

Особенности режимов сильного поглощения и практического отсутствия поглощения иллюстрируются графиками на рис.5.4.

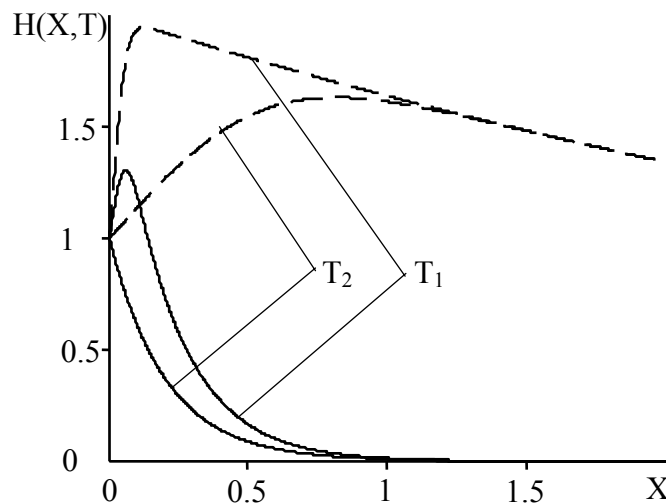


Рис. 5.4. Нормированные распределения концентраций НН по координате и во времени для режима сильного (сплошная линия) и слабого (пунктир) поглощений при  $T_1=0,001$ ,  $T_2=0,1$

Полученные результаты показывают сильную зависимость качественных характеристик нестационарных процессов от коэффициента поглощения воздействующих излучений. Одной из важнейших характеристик, определяющих быстродействие реальных элементов и устройств оптоэлектроники, является длительность  $T_s$  переходных процессов смены состояний. Известные зависимости  $T_s$  от электрофизических характеристик полупроводника, параметров физико-топологических моделей и спектрально-энергетических характеристик воздействующих излучений создают предпосылки для оптимизации технических решений при разработке быстродействующих устройств оптоэлектроники и интегральной оптики.

Методология получения количественных оценок длительностей нестационарных процессов может быть проиллюстрирована примером использования зависимости (5.27).

Длительность процесса установления стационарного состояния определяется по заданной величине относительного отклонения концентрации НН от стационарного значения для фиксированной координаты  $X_s$  в момент времени  $T_s$  окончания процесса. В частности, из условия

$$\{H(X_s, T_s) - H(X_s, \infty)\} / H(X_s, \infty) = 0,05 \quad (5.29)$$

при  $X_s = 1$  следует

$$\operatorname{erf}\left(\sqrt{T_s} - \frac{1}{2\sqrt{T_s}}\right) + e^2 \operatorname{erfc}\left(\sqrt{T_s} + \frac{1}{2\sqrt{T_s}}\right) = 0,9,$$

что приводит к оценке  $T_s = 1,4$ , т.е. в режиме слабого поглощения  $\alpha L = 1$  длительность переходного процесса установления стационарного распределения НН после воздействия прямоугольного импульса излучений оптического диапазона на фоторезистор равна  $t_s = 1,4\tau$ . Пропорциональная зависимость длительности  $t_s$  от времени жизни  $\tau$  НН означает, что быстродействующие фотоприемники, например, в составе устройств считывания графической информации для ввода в компьютер (сканеры), могут быть выполнены на основе собственных полупроводников с малыми значениями времени жизни либо примесных полупроводников с соответствующим выбором типа и концентрации легирующих примесей. Требование минимизации  $\tau$  для достижения заданного быстродействия часто противоречат условию обеспечения заданной чувствительности (4.21). Поэтому разработка полупроводниковых фотоприемников практически всегда предусматривает нахождение компромиссных технических решений на основе физико-топологической модели (5.10) и математической модели нестационарных процессов (5.26).



Реализация рассматриваемого подхода применительно к условиям произвольных значений коэффициента поглощения  $\alpha$  для точки с координатой  $X_s = 1/\alpha L$  приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \operatorname{erf}\left(\alpha L\sqrt{T_s} + \frac{1}{2\alpha L\sqrt{T_s}}\right) - 0,1353\operatorname{erf}\left(\alpha L\sqrt{T_s} - \frac{1}{2\alpha L\sqrt{T_s}}\right) = \\ = 0,8647 + 0,01353 \cdot e^{T_s(\alpha^2 L^2 - 1)}. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Исследование уравнения (5.30) позволило установить основные закономерности, важные для принятия технических решений. По мере увеличения коэффициента поглощения и степени неравенства  $\alpha L > 1$  длительность  $T_s$  переходного процесса сокращается. Соответственно в условиях слабого поглощения по мере усиления неравенства  $\alpha L < 1$  возрастают длительности нестационарных процессов. Результаты расчетов  $T_s$  по уравнению (5.30) представлены в таблице.

Длительность переходных процессов для различных значений коэффициентов поглощения

| $\alpha L$ | 3,0 | 2,0 | 1,0 | 0,5 | 0,2 |
|------------|-----|-----|-----|-----|-----|
| $T_s$      | 1,0 | 1,3 | 1,4 | 2,3 | 3,0 |

Окончание действия импульса излучения сопровождается релаксацией электронной системы к исходному состоянию. Краевая задача релаксации для излучений оптического диапазона имеет вид

$$\frac{\partial P(X, T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 P(X, T)}{\partial X^2} + P(X, T), \quad (5.31)$$

$$\frac{\partial P(0, T)}{\partial T} = -\alpha L P(0, T), \quad \frac{\partial P(\infty, T)}{\partial X} = 0, \quad (5.32)$$

$$P(X, 0) = P(0, 0)e^{-\alpha L X}. \quad (5.33)$$

Решение задачи (5.31)-(5.33) имеет вид нормированной переходной характеристики

$$\begin{aligned} H_L(X, T) = \frac{P(X, T)}{P(0, 0)} = e^{-(\alpha X + T)} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}}\right) + \right. \\ \left. + e^{(X+T)} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}} + \sqrt{T}\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Длительность процесса релаксации  $T_L$  определяется по (5.34) при  $H(0, T_L) = 0,05$ . Расчеты по (5.34) приводят к оценке  $T_L = 1,93$ . Полученные оценки длительностей  $T_s$  и  $T_L$  позволяют рассчитать

предельные показатели быстродействия оптоэлектронных устройств обработки информации. Если минимальная длительность импульса  $T_I$  информационного сигнала  $T_I > T_s$ , а пауза между информационными сигналами не может быть менее  $T_L$ , получаем оценку предельной частоты следования информационных сигналов, воспроизводимых фоторезистивным приемником

$$f_{\max} = 1/(1,93 + t_s)\tau, \quad (5.35)$$

где  $t_s$  в соответствии с данными таблицы изменяется в пределах  $t_s = 1 \dots 3$ . Из (5.35) становится очевидным преобладающее влияние времени жизни НН  $\tau$  на быстродействие фотоприемников в составе элементов и устройств оптоэлектроники и интегральной оптики. Условием достижения максимальных значений частоты следования  $f_{\max}$  информационных сигналов является минимизация времени жизни  $\tau$  НН. Изменение спектрального состава излучений и связанного с ним значения коэффициента поглощения  $\alpha$  практически в бесконечных пределах влечет не более чем двукратное изменение предельных значений тактовой частоты. Чувствительность фоторезистивного приемника излучений оптического диапазона в соответствии с выражением (4.21) пропорционально  $\tau$ . Поэтому требования высокого быстродействия и чувствительности фоторезистивных приемников являются взаимоисключающими. Это означает, что в реальных условиях технические решения, принимаемые на различных этапах проектирования фоторезистивных приемников дискретных или аналоговых сигналов, являются компромиссными. Соответствующие параметры физико-топологических моделей могут быть определены при использовании приведенных результатов анализа стационарных и нестационарных режимов работы фоторезисторов.

## **5.2. Релаксационные процессы в *p-n* переходах при воздействии импульсов ионизирующих излучений**

Кратковременная генерация неосновных носителей в базовой области *p-n* перехода сопровождается процессами релаксации электронной системы к состоянию равновесия после окончания действия импульса ионизирующего излучения (ИИ). Амплитудно-временные характеристики релаксационных процессов зависят от уровня возбуждения электронной системы, концентрации, энергии активации и сечений захвата примесей, способа генерации НН, определяющего начальное распределение концентрации неосновных носителей. Ниже рассматриваются релаксационные процессы в условиях слабого поглощения

воздействующих излучений, когда во время действия ионизирующего излучения обеспечивается равномерная ионизация объема полупроводника и соответствующее распределение концентраций НН по толщине базы  $p-n$  перехода. При равномерной ионизации диффузионные процессы подчиняются относительно простым закономерностям, что влечет соответствующее упрощение теоретических моделей переходных токов и напряжений, расширяет возможности использования таких моделей в прикладных и исследовательских задачах.

Особенности взаимодействия излучений рентгеновского и гамма-диапазонов с полупроводниками рассматриваются в [9], [13] и др. Низкоэнергетические излучения (единицы и десятки килоэлектронвольт) характеризуются сильным поглощением в полупроводниках и малой длиной пробега фотона - доли или единицы микрометров. Вследствие этого энергия низкоэнергетических излучений поглощается в тонких приповерхностных слоях, т.е. происходит неравномерная ионизация полупроводника и некоторое закономерное распределение концентраций НН в базовой области  $p-n$  перехода. С учетом изложенного становится очевидным, что ионизационные эффекты в условиях сильного поглощения зависят от ориентации исследуемого образца по отношению к потоку излучения. Увеличение энергии квантов рентгеновского и гамма-излучений сопровождается уменьшением коэффициента поглощения и соответствующим повышением равномерности ионизации исследуемых объемов. В конкретных случаях можно сделать заключение о применимости модели равномерной ионизации полупроводника в результате сопоставления длины пробега фотона по данным [9], [13] и др. с линейными размерами образца. Поэтому применительно к элементам интегральных микросхем относительно низкоэнергетическое излучение может рассматриваться и как излучение с малым поглощением и соответственно равномерной ионизацией исследуемых микрообъектов. Действие его на  $p-n$  переходы дискретного исполнения подчиняется более сложным закономерностям и требует применения соответствующих методов анализа.

Концентрация электронно-дырочных пар в полупроводниках при воздействии излучений рентгеновского и гамма-диапазонов определяется уравнением [9]

$$P = gP_{\gamma}\tau = 6,7 \cdot 10^8 \bar{\mu} E_{\gamma} \psi \tau, \quad (5.36)$$

где  $g$  – число пар носителей, генерируемых в единичном объеме полупроводника в единицу времени при поглощении одного джоуля энергии излучения;  $P_{\gamma} = D_{\gamma} / t_{\gamma}$  - мощность поглощенной дозы  $D_{\gamma}$ , Гр · с<sup>-1</sup>;

$t_\gamma$  - длительность импульса ИИ, с;  $E_\gamma$  - усредненная по спектру энергия гамма-кванта, МэВ;  $\bar{\mu}$  - массовый коэффициент поглощения для средней энергии гамма-квантов,  $\text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$ ,  $\psi$  - плотность потока гамма-квантов,  $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\tau$  - время жизни НН в базовой области  $p$ - $n$  перехода.

Изменение концентрации НН в базовой области после окончания действия ИИ происходит по закону, удовлетворяющему уравнению непрерывности

$$\frac{\partial P(X, T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 P(X, T)}{\partial X^2} - (P(X, T) - P_n), \quad 0 \leq X \leq \infty \quad (5.37)$$

где  $X=x/L$  - нормированная координата;  $L$  - диффузионная длина НН;  $T=t/\tau$  - нормированное время;  $P_n$  - равновесная концентрация НН (дырок) в базовой области  $p$ - $n$  перехода. В общем случае уравнению (5.37) отвечает множество решений (интегральных кривых). Ограничение этого множества происходит при задании начального распределения концентраций НН. К моменту окончания импульса ИИ в условиях слабого поглощения исследуемая область полупроводника равномерно ионизирована, что соответствует начальному условию

$$P(X, 0) = P_n = \text{const}. \quad (5.38)$$

Единственное решение уравнения (5.37) соответствует конкретным условиям на границах исследуемой области, так называемым граничным условиям, определяющим законы изменения концентраций НН во времени

$$P(0, T) = F_1(T), \quad P(\infty, T) = F_2(T). \quad (5.39)$$

Вид функций  $F_1(T)$  и  $F_2(T)$  определяет сложность получаемых решений. Наиболее простые решения соответствуют случаям фиксированных граничных условий

$$P(0, T) = C_1, \quad P(\infty, T) = C_2$$

где  $C_1$  и  $C_2$  - некоторые постоянные.

Определение вида граничного условия  $P(0, T)$  в случае обратномещенного  $p$ - $n$  перехода с нулевым сопротивлением цепи смещения производится с учетом следующих особенностей. Граница раздела  $p$ - $n$  перехода и области базы  $n$ -типа ( $X=0$ ) является идеальным поглотителем дырок. Скорость диффузионного потока неравновесных дырок, нормального к плоскостям раздела, т.е. плотность диффузионного тока, после окончания действия импульса ИИ определяется только характеристиками внешней цепи, в частности ее сопротивлением и напряжением обратного смещения. Это объясняется тем, что внутреннее электрическое поле  $p$ - $n$  перехода с максимальной напряженностью

$10^6 \text{ Вм}^{-1}$  перебрасывает неравновесные дырки с границы  $p$ - $n$  перехода во внешнюю цепь со скоростью, значительно превосходящей скорость диффузионного переноса в базовой области. Поэтому в рассматриваемых условиях на границе  $p$ - $n$  перехода всегда поддерживается нулевая концентрация неосновных носителей, что соответствует граничному условию

$$P(0, T) = 0. \quad (5.40)$$

Назначение второго граничного условия при  $x=d$ , где  $d$  – толщина базы  $p$ - $n$  перехода выполняется с учетом ряда условий. Для случаев, когда выполняется неравенство  $d > L$  (диод с «толстой» базой) часто ограничиваются лишь одним граничным условием, например (5.40). Решение уравнения (5.37) при начальном условии (5.38) и граничном условии (5.40) соответствует случаю, когда нестационарные процессы на границе  $X=0$  за время переходного процесса не влияют на концентрацию  $P(d, T)$ . Такой подход отождествляется с понятием «полубесконечного приближения». Его реализация возможна и для малых абсолютных значений толщины базы  $d$   $p$ - $n$  перехода, поскольку определяющим является величина отношения  $d/L$ . Обоснованность применения полубесконечного приближения в конкретных условиях относительно легко проверяется в процессе анализа полученных решений. Целесообразность его использования обусловлена возможностью получения относительно простых решений, приемлемых для прикладных задач.

С учетом изложенного краевая задача релаксационных процессов в  $p$ - $n$  переходе с обратным смещением генератором напряжения включает уравнение (5.37), начальное условие (5.38) и граничное условие (5.40). Решение ее имеет вид

$$P(X, T) = P_n \cdot \text{erf}(X / 2\sqrt{T}) e^{-T}, \quad (5.41)$$

где  $P_n$  – начальное значение концентрации НН, определяемое по уравнению (5.36).

На рис. 5.5 представлена нормированная переходная характеристика концентрации НН для разных моментов времени.

$$H_p(X, T) = P(X, T) / P_n = \text{erf}(X / 2\sqrt{T}) e^{-T}.$$

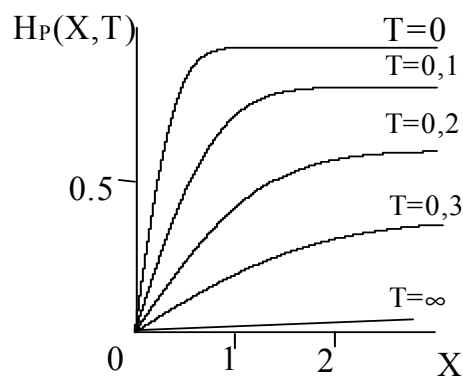


Рис. 5.5. Переходная характеристика концентрации НН

Плотность диффузионного тока через  $p-n$  переход в процессе релаксации находится с учетом (5.41)

$$j(T) = -qD \left. \frac{\partial P(X, T)}{\partial X} \right|_{X=0} = -\frac{qDP(X, T)e^{-T}}{L\sqrt{\pi T}}. \quad (5.42)$$

Результаты расчета плотности тока при переключении толстобазового диода из режима прямого тока в режим обратного напряжения приведены в [1]

$$j_s(T) = -\frac{qDP(X, T)}{L} \left( \frac{e^{-T}}{\sqrt{\pi T}} - \operatorname{erfc}\sqrt{T} \right). \quad (5.43)$$

Из выражений (5.42) и (5.43) следует оценка

$$H(T) = \frac{j(T)}{j_s(T)} = 1 - \frac{\operatorname{erfc}\sqrt{T}}{e^{-T}} \sqrt{\pi T}, \quad (5.44)$$

т.е. при равных значениях концентраций неосновных носителей на границе  $p-n$  перехода плотность переходного тока после импульсного облучения значительно, в несколько раз, превышает плотность режимного переходного тока, особенно в области времен  $T > 0,2$ . Это объясняет существенное отличие амплитудно-временных характеристик ионизационных и режимных обратных переходных токов  $p-n$  переходов при обратном смещении генератором напряжения.

Из (5.42) и (5.43) следует, что в начальный момент времени  $T=0$  обратный ток через  $p-n$  переход имеет бесконечное значение. Это объясняется идеализацией граничного условия (5.40), эквивалентного нулевому значению сопротивления цепи замыкания обратного тока. Следствием этого является невозможность получения теоретических оценок длительностей релаксационных процессов.

Коррекция начального участка переходной характеристики (5.42) предусматривает определение амплитуды плотности тока в начальный момент времени  $j(0)$  или момента времени  $T_1$ , начиная с которого теоретическая модель (5.42) дает значения плотности переходного тока, совпадающие с экспериментальными данными. Для этого достаточно воспользоваться широко распространенной оценкой амплитуды импульса ионизационного тока через  $p-n$  переход при обратном смещении генератором напряжения [9] и др.

$$I_i = qgP_\gamma S(\lambda_p L_p + \lambda_n L_n + W), \quad (5.45)$$

где  $S$  – площадь  $p-n$  перехода,  $L_p, L_n$  – диффузионные длины носителей в  $p$  и  $n$  областях,  $W$  – толщина переходной области,  $\lambda_p, \lambda_n$  – коэффициенты собирания носителей в  $p$  и  $n$  областях, изменяются в пределах 0,4...0,8 в

зависимости от геометрии физической структуры и мощности дозы  $P_\gamma$  ионизирующего излучения. Оценка (5.45) отражает участие в образовании ионизационного тока неосновных носителей в  $p$  и  $n$ -областях и хорошо подтверждается экспериментально.

Длительность начального периода  $T_1$  установления тока  $I_i$  находится из условия

$$j_i(T_1) = I_i / S.$$

Представляя экспоненциальный множитель в (5.42) для  $T_1 \ll 1$  суммой двух первых членов ряда

$$e^{-T_1} = 1 - T_1,$$

получаем

$$T_1^2 - \frac{1 + 2k^2}{k^2} T_1 + 1 = 0, \quad (5.46)$$

где  $k = qDPS / LI_i \sqrt{\pi}$ .

Исследования показали, что при воздействии гамма-импульса колокообразной формы выполняется примерное равенство

$$k \approx 0,4t_\gamma / \tau_p, \quad (5.47)$$

а условие адекватности модели (5.11) принимает вид  $0 < T_1 \leq 0,12$ . Это условие выполняется при соотношениях между длительностью, гамма-импульса  $t_\gamma$  и времени жизни НН в области базы  $0 < t_\gamma < \tau_p$ . Полагая, что за время  $T_1$  происходит формирование амплитуды переходного ионизационного тока, представим временную зависимость в виде

$$j_i(T) = j_i(T_1) e^{-T} / \sqrt{1 + T/T_1}, \quad (5.48)$$

где  $j_i(T_1) = 0,4t_\gamma e^{-T_1} / \tau_p S \sqrt{T_1}$  - амплитуда плотности переходного ионизационного тока. Из (5.48) следует уравнение нормированной переходной характеристики плотности ионизационного тока

$$H_j(T) = \frac{j_i(T)}{j_i(T_1)} = e^{-T} / \sqrt{1 + T/T_1}. \quad (5.49)$$

На рис. 5.6. представлены построенные по (5.49) зависимости  $H_j(T)$  для рассчитанных по (5.46) значений интервалов  $T_1$ . Видно, что увеличение обобщенного параметра  $k$  сопровождается возрастанием длительности  $T_2$  переходного процесса.

Принимая за  $T_2$  момент спада нормированной переходной характеристики до уровня 0,1 из (5.49) при условии  $H_j(T_2) = 0,1$ , получаем трансцендентное уравнение

$$e^{T_2 / \sqrt{1+T_2/T_1}} = 0,1. \quad (5.50)$$

Решение (5.50) методом последовательных приближений приводит к оценкам  $T_2(T_1)$ . Известная

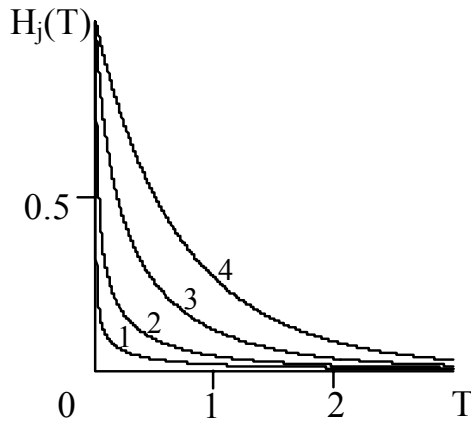


Рис. 5.6. Нормированные переходные характеристики плотности ионизационного тока:  $T_1=0,0001(1)$ ;  $T_1=0,001(2)$ ;  $T_1=0,01(3)$ ;  $T_1=0,1(4)$

длительность переходного процесса позволяет определить толщину прилегающего к  $p-n$  переходу слоя базы  $X_2$ , в котором происходят обусловленные диффузией изменения

концентрации НН за время  $T_2$ . Этим слоем толщиной  $X_2$  ограничивается область базы, прилегающей к  $p-n$  переходу, в которой проявляется влияние граничного условия (5.40). Следовательно, краевая задача

(5.37)-(5.40) и их решение распространяются на  $p-n$  переходы с толщиной области базы, превышающей толщину чувствительного слоя  $d > X_2$ .

Принимая за граничное значение  $X_2$ , при котором концентрация НН вследствие диффузионных процессов уменьшается до уровня  $0,9P$  за время  $T_2$ , из решения (2.6) получаем

$$X_2 = 2,33\sqrt{T_2}, \quad (5.51)$$

что соответствует абсолютной оценке

$$X_2 = 2,33\sqrt{Dt_2} \quad (5.52)$$

Из формул (5.51), (5.52) следует, что полученные оценки параметров переходных процессов распространяются на  $p-n$  переходы при выполнении условия  $d \geq X_2$ . Это условие часто выполняется для  $p-n$  переходов в

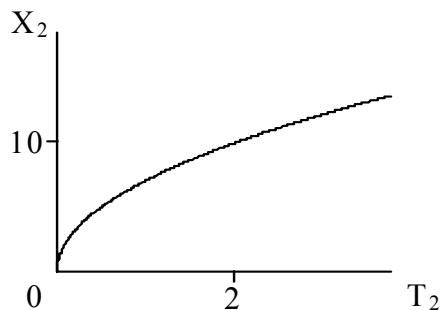


Рис. 5.7. Зависимость  $X_2$  от  $T_2$

составе дискретных транзисторов и интегральных микросхем.

На рис. 5.7 представлены результаты расчетов нормированных характеристик  $T_2(k)$  и  $X_2(k)$  по (5.50) и (5.51) для значений  $D=2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $t_\gamma = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Из рис. 5.7 следует, что увеличение обобщенного



параметра  $k$ , обусловленное при неизменной длительности  $t_\gamma$  уменьшением времени жизни НН, сопровождается монотонным возрастанием  $T_2$  и  $X_2$ .

Полученные результаты показывают, что нестационарные процессы распределения концентраций НН и формирования импульса переходного тока в режиме короткого замыкания  $p$ - $n$  перехода подчиняются более простым закономерностям при воздействии гамма-импульсного облучения по сравнению со случаем переключения из режима прямого тока в режим обратного напряжения. Это является следствием выполнения режима слабого поглощения и вытекающего из него граничного условия (5.40), упрощающего решение краевой задачи.

Рассмотренное решение краевой задачи релаксационных процессов в  $p$ - $n$  переходе предполагает использование для создания обратного смещения генератора напряжения. Исследование таких процессов в  $p$ - $n$  переходах при больших по сравнению с сопротивлением перехода и базовой области нагрузочных сопротивлениях во внешней цепи возможно, когда источник обратного смещения представлен генератором тока.

Формальная постановка рассматриваемой задачи предусматривает решение уравнения диффузии с определенными начальными и граничными условиями. Воздействие импульса ионизирующего излучения при соответствующем выборе спектрально-энергетических характеристик вызывает равномерную ионизацию  $p$ - и  $n$ -областей диода, т.е. обеспечивает одинаковую концентрацию неосновных носителей для любой точки пространства области базы. Начальное условие для одномерной модели имеет вид

$$P(X,0) = P_n = \text{const}, \quad (5.53)$$

где  $P_n$  - концентрация НН - дырок для базы  $n$ -типа проводимости;  $X$  - нормированная координата,  $X = x/L$ ,  $x$  - координата;  $L$  - диффузионная длина неосновных носителей.

Граничное условие определяет закон изменения концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода во времени. Учитывая зависимость плотности тока  $j$  через  $p$ - $n$  переход от градиента концентрации НН на границе:

$$j = -qD \left. \frac{\partial P(X,T)}{\partial X} \right|_{X=0} = -q \frac{L}{\tau} \frac{\partial P(0,T)}{\partial X},$$

где  $q$  - заряд электрона;  $D$  - коэффициент диффузии НН;  $\tau$  - время жизни НН в области базы;  $T$  - нормированное время;  $T = t/\tau$ , представим граничное условие в виде

$$\frac{\partial P(0,T)}{\partial X} = - \frac{U + U(T)}{qRSL} \tau = \text{const}, \quad (5.54)$$

где  $U$  - напряжение источника смещения;  $U(T)$  - напряжение на  $p$ - $n$  переходе;  $S$  - площадь  $p$ - $n$  перехода.

Практическая реализация начального условия (5.53) возможна при соответствующем выборе параметров источника ИИ: энергии гамма-квантов  $E$ , плотности потока  $\Phi$ , длительности импульса  $t_\gamma$ . Зависимость концентрации  $P$  НН от параметров ионизирующего излучения подчиняется простым закономерностям:

$$P = gD_\gamma \tau / t_\gamma = 6,7 \cdot 10^8 \bar{\mu} E_\gamma \psi \tau, \quad (5.55)$$

где  $g$  - число электронно-дырочных пар, генерируемых в единичном объеме полупроводника в единицу времени при поглощении 1 Дж энергии излучения,  $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $D_\gamma$  - поглощенная доза, Гр;  $t_\gamma$  - длительность импульса ИИ, с;  $\bar{\mu}$  - массовый коэффициент поглощения для средней энергии гамма-кванта,  $\text{м}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1}$ ;  $E_\gamma$  - усредненная по спектру энергия гамма-кванта, МэВ;  $\psi$  - плотность потока гамма-квантов,  $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Диффузионное уравнение

$$\frac{\partial P(X, T)}{\partial T} = \frac{\partial^2 P(X, T)}{\partial X^2} - (P(X, T) - P_n) \quad (5.56)$$

вместе с начальным условием (5.53) и граничным условием (5.54) составляют краевую задачу, решение которой позволяет установить закономерность изменения концентрации НН в области базы как результата процессов диффузии и объемной рекомбинации.

Решение рассматриваемой краевой задачи требует использования специальных математических методов для уравнений параболического типа. Такие уравнения применимы для описания как процессов диффузии, так и процессов распространения тепла в тонком стержне, что лежит в основе метода диффузионно-тепловой аналогии. Это позволяет использовать известные решения ряда краевых задач в теории теплопроводности тонкого стержня для синтеза решений краевых задач диффузионных процессов в  $p$ - $n$  переходах.

Выполнение формальных преобразований приводит к решению задачи (5.53), (5.54), (5.56) в виде нормированной переходной характеристики для концентрации НН в базе диода

$$H_p(X, T) = \frac{P(X, T)}{P} = e^{-T} \left\{ 1 - \frac{P_e}{P} \left[ \frac{2\sqrt{T}}{\sqrt{\pi}} e^{-(X^2/4T)} - X \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{X}{2\sqrt{T}} \right) \right] \right] \right\}, \quad (5.57)$$

где  $P_e = jL/qD$  - эквивалентная концентрация НН на границе  $p$ - $n$  перехода, соответствующая плотности обратного тока  $j$ ;  $erf$  - функция ошибок.

На рис. 5.8 представлены полученные по (5.57) распределения концентраций НН в приграничных областях базы для различных моментов времени и нормированных начальных концентраций. Наблюдается закономерность увеличения длительности  $T_1$  первой стадии переходного процесса, когда концентрация НН на границе  $p$ - $n$  перехода уменьшается до значения  $P(0, T_1) = 0$  по мере увеличения отношения  $P/P_e$ . Это происходит при больших значениях  $P_\gamma$  и соответственно  $P$  либо при уменьшении плотности обратных переходных ионизационных токов  $j_1$ . На границе  $p$ - $n$  перехода концентрация НН определяется по (5.57) при  $X=0$

$$P(0, T) = P_e^{-T} \left( 1 - \frac{P_e}{P} 2\sqrt{\frac{T}{\pi}} \right). \quad (5.58)$$

При условии  $P(0, T_1) = 0$  из формулы (5.58) вытекает зависимость длительности первой фазы переходного процесса от режимов облучения в соответствии с (5.55) и релаксации, характеризуемой величиной  $P_e$ :

$$T_1 = \frac{\pi}{4} \left( \frac{P(X, T)}{P_e} \right)^2. \quad (5.59)$$

Решение уравнений (5.55) и (5.59) приводит к результату

$$t_1 = \pi q^2 g^2 P_\gamma^2 D \tau^2 / 4 j^2, \quad (5.60)$$

где  $t_1$  - длительность первой фазы переходного процесса. Уравнение (5.60) устанавливает зависимость между электрофизическими характеристиками  $D$ ,  $\tau$  образца, режимами измерения  $j$ , облучения  $P_\gamma$  и длительностью  $t_1$ .

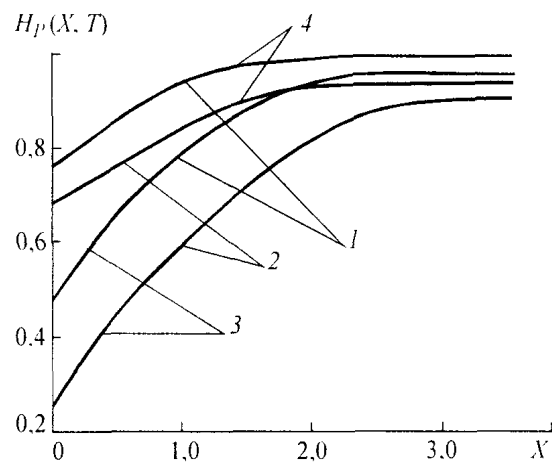


Рис. 5.8. Нормированные переходные характеристики распределения концентраций НН в базе диода в моменты времени  $T=1$ (1) и  $T=2$ (2) при нормированных начальных концентрациях  $P/P_e=2$ (3) и  $P/P_e=5$ (4)

Из (5.54) следует, что при соизмеримых значениях  $U$  и  $U(T)$  переходный ток  $I_1$  на первой стадии процесса уменьшается вследствие снижения напряжения на  $p$ - $n$  переходе  $U(T)$  от максимального значения  $U(0)$  до  $U(T_1) = 0$ . Напряжение на  $p$ - $n$  переходе определяется из условия

$$U(T) = \varphi_T \ln(P(0,T)/P_n),$$

где  $\varphi_T = kT/q$  - тепловой потенциал.

Учитывая (5.58) и (5.59), а также неравенство  $P \gg P_n$  получаем закономерность изменения переходного напряжения

$$U(T) = U(0) - \varphi_T \left[ T - \ln \left( 1 - \sqrt{\frac{T}{T_1}} \right) \right], \quad (5.61)$$

где  $U(0) = \varphi_T \ln[P(0,0)/P_n]$  - начальное напряжение на  $p$ - $n$  переходе.

Выражение (5.61) определяет вид нормированной переходной характеристики тока на первой стадии релаксационного процесса

$$H_{I_1}(T) = \frac{I_1(T)}{I_1(0)} = 1 - \frac{m}{1+n} \left( T - \ln \left( 1 - \sqrt{\frac{T}{T_1}} \right) \right), \quad (5.62)$$

где  $I_1(0) = (U+U(0))/R$  - амплитуда ионизационного тока;  $n = U(0)/U$ ;  $m = \varphi_T/U$ .

Анализ (5.62) показывает, что переходный ток изменяется практически по линейному закону в интервале  $0 < T \leq 0,95T_1$ , причем линейность возрастает с увеличением длительности  $T_1$ . С погрешностью во временном интервале  $0 < T \leq 0,97T_1$  менее 3% характеристика (5.62) аппроксимируется зависимостью

$$H_{I_1}(T) = 1 - m(T + 3,5)T/(n+1)T_1.$$

Вторая фаза переходного процесса начинается с момента достижения нулевого значения концентрации НН на границе  $p$ - $n$  перехода. Дальнейшее изменение концентрации описывается решением уравнения (5.56) с граничным условием  $P(0,T_1) = 0$  и начальным условием, получаемым из (5.57) подстановкой значения  $T = T_1$  (5.59)

$$P(X, T_1) = P_e^{-\frac{\pi}{4} \left( \frac{P}{P_e} \right)^2} \left\{ 1 - e^{-\frac{X^2}{\pi} \left( \frac{P}{P_e} \right)^2} + \frac{P_e}{P} X \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{X}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{P}{P_e} \right) \right) \right] \right\}. \quad (5.63)$$

Использование (5.63) в качестве начального условия не позволяет найти решение уравнения (5.56). Однако из (5.63) следует важная закономерность. Фиксируя значение переменной  $X = X_1$ , где

$$X_1 = 4P/P_e, \quad (5.64)$$

получаем

$$P(X_1, T_1) = Pe^{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{P}{P_e}\right)^2} \left\{ 1 - e^{-\frac{16}{\pi}} + 4 \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{4}{\sqrt{\pi}}\right) \right] \right\} \approx Pe^{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{P}{P_e}\right)^2},$$

причем последнее равенство выполняется с погрешностью менее 0,1%. Это позволяет рассматривать  $X_1$  как некоторую характеристическую толщину слоя базы, на концентрацию НН в котором граничное условие оказывает влияние на первой стадии переходного процесса. Из (5.59) и (5.64) вытекает простая связь между длительностью  $T_1$  и толщиной  $X_1$  прилегающего к  $p$ - $n$  переходу слоя базы

$$X_1 = 8\sqrt{\frac{T_1}{\pi}}. \quad (5.65)$$

Анализ (5.63) показывает, что с погрешностью менее 1% зависимость можно аппроксимировать выражением

$$P(X, T) = Pe^{-0,05X_1^2} e^{-T} \left( 1 - e^{-5X/X_1} \right), \quad (5.66)$$

используемым в качестве начального условия краевой задачи для второй фазы переходного процесса. Решение ее приводит к результату

$$P(X, T) = Pe^{-0,05X_1^2} e^{-T} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}}\right) - \frac{1}{2} e^{-4X/X_1} e^{16T/X_1^2} \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}} - \frac{4\sqrt{T}}{X_1}\right) \right] + \frac{1}{2} e^{4X/X_1} e^{16T/X_1^2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{X}{2\sqrt{T}} + \frac{4\sqrt{T}}{X_1}\right) \right] \right\}. \quad (5.67)$$

На границе  $p$ - $n$  перехода с учетом (5.65)

$$\left. \frac{\partial P(X, T)}{\partial X} \right|_{X=0} = \frac{Pe^{-(T+T_1)} e^{T/4\pi T_1}}{2\sqrt{\pi T_1}} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{T}} \sqrt{\frac{T}{T_1}}\right) \right],$$

что дает максимальную плотность тока  $j_{2\max} = -qDP e^{-T_1}/2\sqrt{\pi T_1}$  при  $T=0$ , а нормированную переходную характеристику тока для второй фазы процесса позволяет представить в виде

$$H_{I_2}(T, T_1) = e^{-T(1-1/4\pi T_1)} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{T_1}} \right) \right]. \quad (5.68)$$

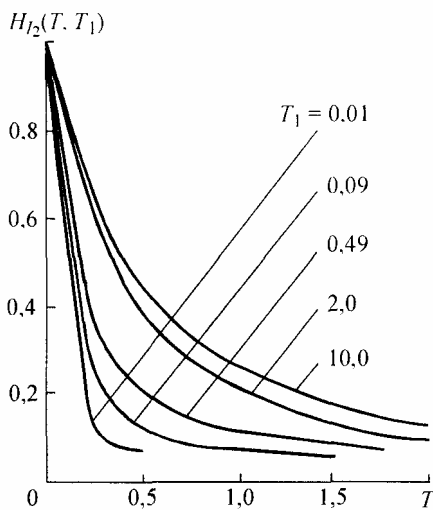


Рис. 5.9. Нормированные переходные характеристики тока для второй стадии релаксационного процесса  $H_{I_2}$  для различных значений длительности первой стадии  $T_1$

На рис. 5.9 представлены построенные согласно (5.68) зависимости, отражающие особенности изменения переходного тока на второй стадии процесса релаксации.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований показали, что применение математических методов решения краевых задач в теории теплопроводности полубесконечного стержня к задачам кинетики неравновесных носителей в  $p$ - $n$  переходах, облученных импульсами ионизирующих излучений, позволяет в ряде случаев синтезировать адекватные математические модели процессов распределения концентраций НИ по координате и времени. Создаются достаточные условия для разработки

моделей переходных токов и напряжений, необходимых для решения ряда теоретических и прикладных задач. В частности, появляется теоретическое обоснование для применения ИИ как инструмента исследования электрофизических характеристик полупроводников, предусматривающего возможность определения мгновенного времени жизни НН. Полученные результаты могут быть использованы для решения задач дозиметрии в полях импульсных ИИ высокой интенсивности, а также расчетов значений показателей радиационной стойкости электронной аппаратуры. Актуальность теоретических оценок возрастает, когда расчетные методы являются основным способом получения количественных оценок параметров быстрых процессов в образцах с малыми значениями времени жизни НН (единицы и доли наносекунд).

### 5.3. Контрольные задания

1. Отличия механизмов создания неравновесных концентраций неосновных носителей в базовой области  $p$ - $n$  перехода в результате инжекции и под воздействием квантовых излучений.

2. Формальное представление и физический смысл уравнения диффузии для стационарных и нестационарных процессов воздействия квантовых излучений.

3. Физический смысл и формальное определение объемной скорости генерации носителей в полупроводниках при воздействии излучений оптического диапазона.

4. Закономерности стационарного распределения концентраций неравновесных носителей по координате в базовой области  $p-n$  перехода в условиях сильного и слабого поглощений квантовых излучений.

5. Факторы, определяющие чувствительность фоторезистора в условиях сильного поглощения квантовых излучений оптического диапазона.

6. Объясните качественные и количественные отличия коэффициентов чувствительности фотоприемников на основе полупроводниковых беспримесных фоторезисторов конечной и бесконечной толщины.

7. Формальное представление краевой задачи импульсного квантового облучения полупроводников.

8. Физический смысл и графическая интерпретация обобщенной переходной характеристики импульсного квантового облучения собственного полупроводника в условиях слабого поглощения.

9. Физический смысл и графическая интерпретация обобщенной переходной характеристики импульсного квантового облучения полупроводника в условиях сильного и слабого поглощения.

10. Факторы, определяющие длительность нестационарных состояний при импульсном облучении фоторезисторов в условиях слабого поглощения.

11. Факторы, определяющие длительность релаксационных процессов после окончания импульса облучения фоторезисторов в условиях сильного и слабого поглощения.

12. Факторы, определяющие быстродействие фотоприемников на основе полупроводниковых фоторезисторов.

13. Особенности взаимодействия излучений рентгеновского и гамма-диапазонов с полупроводниками.

14. Факторы, определяющие интенсивность образования электронно-дырочных пар в полупроводнике при воздействии ионизирующих излучений.

15. Особенности постановки граничной задачи релаксации электронной системы полупроводника к состоянию равновесия после окончания действия ионизирующих излучений при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором напряжения.

16. Особенности процессов релаксации электронной системы при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором напряжения.

17. Особенности моделирования формы импульса релаксационного тока в начальный момент после окончания импульса ионизирующего излучения при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором напряжения.

18. Оценки значений минимальной толщины базовой области  $p-n$  перехода, для которых выполняется условие полубесконечного приближения.

19. Особенности постановки краевой задачи релаксации электронной системы полупроводника к состоянию равновесия при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором тока.

20. Особенности процессов релаксации электронной системы к состоянию равновесия при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором тока.

21. Факторы, определяющие длительность первой стадии процесса релаксации электронной системы к состоянию равновесия при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором тока.

22. Форма импульса релаксационного напряжения на  $p-n$  переходе при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором тока.

23. Взаимосвязь между длительностью первой стадии переходного процесса релаксации электронной системы и толщиной прилегающего к  $p-n$  переходу слоя базы с меняющейся концентрацией при обратном смещении  $p-n$  перехода генератором тока.

24. Форма импульса релаксационного тока  $p-n$  перехода при обратном смещении генератором тока.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарные процессы в однородных полупроводниках и  $p-n$  переходах в значительной мере определяют быстродействие биполярных и МДП микросхем. Математическое моделирование подобных процессов при воздействии режимных факторов – двоичных сигналов является необходимым условием получения расчетных оценок быстродействия микроструктур в целом. Определение амплитудно-временных характеристик электрических откликов  $p-n$  переходов на действие внешних факторов (импульсы напряжения или тока, импульсные излучения) - необходимое условие для расчетов показателей надежности цифровых и аналоговых микросхем по отказам сбойного характера. Теоретические модели нестационарных эффектов в полупроводниках совместно с учетом особенностей схемотехники и структурной организации часто позволяют рассчитать динамические параметры и показатели надежности по отказам сбойного характера для реальных микросхем.

Закономерности формирования электрических откликов  $p-n$  переходов на воздействия различной физической природы особенно важно учитывать на стадии топологического проектирования микросхем, когда техническое задание предусматривает обеспечение стойкости к воздействиям внешних факторов определенной интенсивности. В устройствах оптоэлектроники и интегральной оптики, когда информация переносится излучениями оптического диапазона, такие закономерности непосредственно определяют информационные характеристики и показатели надежности соответствующих систем.

Особенности пространственно-временного распределения концентраций неравновесных носителей в каждом конкретном случае обуславливают формы импульсов переходных токов и напряжений на полупроводниковых элементах, а также длительности переходных состояний при воздействиях различных факторов. Исследование их предусматривает постановку и решение краевых задач нестационарной электропроводности, адекватно отображающих основные особенности процессов.

Отмеченные проблемы определили содержание настоящего учебного пособия. Изучение фундаментальных закономерностей пространственно-временного распределения концентраций неравновесных носителей в полупроводниках во взаимосвязи с внешними проявлениями этих процессов в виде электрических откликов создает предпосылки для решения прикладных задач с единых методологических позиций. Освоение методологии подобного анализа на примерах решения различных задач

являлось одной из целей написания настоящего учебного пособия. Другая цель предусматривает переход от абстрактных представлений о закономерностях генерации, рекомбинации и переноса носителей заряда в полупроводниках, изучаемых в курсе “Физические основы микроэлектроники”, к конкретным проявлениям их в электрических характеристиках полупроводниковых приборов и микросхем. Навыки постановки и решения краевых задач нестационарной электропроводности в полупроводниках, приобретенные в результате изучения материала учебного пособия, по мнению авторов, являются основой для решения инженерных и исследовательских задач разработки электронных средств различного назначения, подвергаемых в процессе эксплуатации внешним воздействиям различной физической природы. Специфика проблем анализа и синтеза стойких к воздействиям внешних факторов электронных микроструктур может быть учтена в рамках рассматриваемого методологического подхода.

Уместно отметить, что ближайшие перспективы развития электроники связаны с промышленными технологиями функциональной электроники и нанoeлектроники. Это приведет к существенному изменению содержания задач проектирования электронных средств. Различные нестационарные и релаксационные эффекты в полупроводниках (более 20) лежат в основе процессов передачи, хранения и обработки информации в устройствах функциональной электроники. Закономерности переноса единичной микрочастицы в силовых полях кристаллической решетки полупроводника используются в нанoeлектронике. Математические модели подобных процессов являются основой для разработки устройств функциональной и нанoeлектроники. Поэтому содержание настоящего пособия можно рассматривать как введение в теорию функциональных и нанoeлектронных устройств.

## Библиографический список

1. *Носов Ю.Р.* Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. - М.: Наука, 1968. – 264 с.
2. *Степаненко И.П.* Основы теории транзисторов и транзисторных схем. – М.: Энергия, 1973. – 608 с.
3. Аналоговые и цифровые интегральные схемы / С.В. Якубовский, Н.А. Барканов, Б.П. Кудряшов; Под ред. С.В. Якубовский. – М.: Сов. радио, 1979. – 336 с.
4. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.
5. *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963. – 496 с.
6. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1977. – 736 с.
7. *Араманович И.Г., Левин В.И.* Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1969. – 288с.
8. *Вендик О.Г., Горин Ю.Н., Попов В.Ф.* Корпускулярно-фотонная обработка. – М.: Высш. шк., 1984. – 240 с.
9. *Устюжанинов В.Н., Чепиженко А.З.* Радиационные эффекты в биполярных интегральных микросхемах. – М.: Радио и связь, 1989. – 144 с.
10. *Амброзьяк А.* Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов : Пер. с польского / Под ред. Б.Т. Коломийца. – М.: Сов. радио, 1970. – 292 с.
11. *Гухман А.А.* Введение в теорию подобия. – М.: Высш. шк., 1973. – 296 с.
12. *Пехович А.И., Жидких В.М.* Расчеты теплового режима твердых тел. – Л.: Энергия, 1968. – 303 с.
13. *Агаханян Т.М., Аствацатурьян Е.Р., Скоробогатов П.К.* Радиационные эффекты в интегральных микросхемах / Под ред. Т.М. Агаханяна. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
14. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. – М.: Высш. шк., 1967. – 599 с.

Учебное издание

**Устюжанинов Валерий Николаевич  
Фролова Тамара Николаевна**

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Редактор А.П. Володина  
Корректор  
Компьютерная верстка

ЛР № 020275. Подписано в печать 01.02.02.  
Формат 60x84/16. Бумага для множит. техники. Гарнитура Таймс.  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,74. Уч.-изд. л. 7,12. Тираж 100 экз.

Заказ

Владимирский государственный университет.

Подразделение оперативной полиграфии

Владимирского государственного университета.

Адрес университета и подразделения оперативной полиграфии:

600000, Владимир, ул. Горького, 87.

E-mail: rio-m2@vpti.vladimir.su