

**Министерство образования Российской Федерации
УФИМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АВИАЦИОННЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

**к практическим занятиям
по дисциплине "Твердотельная электроника"**

**по теме "Электрофизические свойства
электронно-дырочного перехода и
параметры полупроводниковых диодов"**

Уфа 2004

Составитель Р.А.Кудаяров

УДК 621.382.2 (07)

ББК 32.852.2 (Я7)

Методические указания к практическим занятиям по дисциплине "Твердотельная электроника" по теме "Электрофизические свойства электронно-дырочного перехода и параметры полупроводниковых диодов"/ Уфимск. гос. авиац. техн. ун-т: Сост. Р.А. Кудаяров. – Уфа, 2004. – 46 с.

Методические указания разработаны на основе рабочей программы по курсу "Твердотельная электроника", и являются руководством к аудиторным практическим занятиям по теме " Электрофизические свойства электронно-дырочного перехода и параметры полупроводниковых диодов". Указания содержат теоретические сведения необходимые для анализа электрофизических свойств электронно-дырочного перехода и расчета параметров полупроводниковых диодов, контрольные вопросы, задания и примеры решения задач.

Предназначены для студентов 3-го курса, обучающихся по программе подготовки бакалавров по направлению 550700 "Электроника и микроэлектроника" и дипломированных специалистов по направлению 654100 "Электроника и микроэлектроника" по специальности "Промышленная электроника".

Табл. 3. Библиогр. 13 назв.

Рецензенты: канд. техн. наук, доц.
канд. техн. наук, доц.

Данилин О. Е.
Крымская Т.М.

©Уфимский государственный
авиационный технический университет, 2004

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1. Цель работы.....	6
2. Краткие теоретические сведения.....	6
2.1. Общие сведения о полупроводниках	6
2.2. Метод расчета концентраций носителей заряда	7
2.3. Условие электрической нейтральности	9
2.4. Концентрация основных и неосновных носителей в примесных полупроводниках	9
2.5. Неравновесное состояние полупроводника.....	10
2.6. Плотность тока в полупроводнике	12
2.8. Электрические переходы.....	15
2.9. Структура p - n -перехода.....	15
2.10. Образование p - n -перехода.....	16
2.11. Энергетическая диаграмма p - n -перехода в состоянии равновесия. Формула для контактной разности потенциалов.....	17
2.12. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии....	19
2.13. Толщина обедненного слоя.....	20
2.14. Вольт-амперная характеристика идеализированного p - n -перехода	21
2.15. Вольт-амперная характеристика реального p - n -перехода.....	24
2.16. Параметры p - n -перехода в динамическом режиме	27
Дифференциальное сопротивление p - n -перехода.....	27
Барьерная емкость.....	27
Диффузионная емкость	28
2.17. Основные виды полупроводниковых диодов.....	30
Выпрямительные диоды.....	30
Стабилитроны и стабисторы.....	30
Универсальные и импульсные диоды	30
Варикапы	31
Туннельные и обращенные диоды	31
2.18. Технологии производства полупроводниковых диодов.....	32
3. Контрольные вопросы	33
4. Практическая часть.....	34
4.1. Задания и примеры решения.....	34
Практическое задание №1	34
Практическое задание №2	35
Практическое задание №3	36

Практическое задание №4	37
Практическое задание №5	38
Практическое задание №6	39
Практическое задание №7	40
Практическое задание №8	40
4.2. Дополнительные задания	41
4.3. Ответы к решениям дополнительных заданий.....	42
Список литературы	43
Приложения	44

Введение

Основой работы полупроводниковых приборов являются процессы, связанные с движением носителей заряда и преобразованием сигналов в полупроводниковых материалах и структурах. Большая часть таких приборов содержит в своем составе p - n -переход. Понимание физических процессов и факторов, влияющих на работу таких переходов, является необходимым условием понимания принципа действия и закономерностей, описывающих работу основу большинства полупроводниковых приборов, таких как, полупроводниковые диоды, биполярные транзисторы, тиристоры, полевые транзисторы.

Практические занятия по теме "Электрофизические свойства электронно-дырочного перехода и параметры полупроводниковых диодов" по базовому курсу "Твердотельная электроника" призваны способствовать углубленному пониманию положений теории, связанной с описанием физических процессов, описывающих и влияющих на параметры и свойства, электронно-дырочного перехода и полупроводниковых диодов. Решение практических задач помогает уяснить физический смысл явлений, закрепляет в памяти соотношения, описывающие свойства и зависимости для параметров элементов полупроводниковых структур, прививает навыки практического применения теоретических знаний.

В методических указаниях рассмотрены основные положения теории электропроводности, образование и свойства несимметричного p - n -перехода, структура, принцип работы, основные характеристики и параметры p - n -переходов и полупроводниковых диодов. Теоретические сведения и примеры расчетов дополнены заданиями и контрольными вопросами, которые можно использовать в качестве домашних заданий, а также на практических занятиях, зачетах и экзаменах.

Электрофизические свойства электронно-дырочного перехода и параметры полупроводниковых диодов

1. Цель работы

Изучение и анализ факторов влияющих на электрофизические свойства полупроводниковых материалов и электронно-дырочного перехода. Приобретение навыков расчета параметров p - n -перехода и полупроводникового диода исходя из характеристик и свойств используемых материалов.

2. Краткие теоретические сведения

2.1. Общие сведения о полупроводниках

Полупроводниками, как правило, являются твердые тела с регулярной кристаллической структурой. В твердом теле концентрация атомов велика, поэтому внешние электронные оболочки соседних атомов сильно взаимодействуют, и вместо системы дискретных энергетических уровней, характерной для одного изолированного атома, появляется система зон энергетических уровней. Эти зоны уровней называют *разрешенными*, а области между ними - *запрещенными зонами*. Верхняя разрешенная зона называется *зоной проводимости*, а первая под ней - *валентной зоной*.

От *ширины запрещенной зоны* $\Delta\epsilon_0$ зависят концентрация свободных носителей, удельное электрическое сопротивление и ток протекающих через материал. У диэлектриков $\Delta\epsilon_0 > 2$ эВ, у полупроводников $\Delta\epsilon_0 < 2$ эВ, у металлов ширина запрещенной зоны $\Delta\epsilon_0 = 0$.

Ширина запрещенной зоны равна

$$\Delta\epsilon_0 = \epsilon_C - \epsilon_V, \quad (1)$$

где ϵ_C и ϵ_V - энергетические уровни границ зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Беспримесный (чистый) полупроводник без дефектов кристаллической структуры называют *собственным полупроводником* и обозначают буквой i (от слова intrinsic – собственный).

Появление одного свободного электрона сопровождается образованием одной дырки, т.е. идет *образование (генерация) пар электрон-дырка* с противоположными знаками заряда.

Примесь называется *донорной*, если ее атомы создают в запрещенной зоне основного полупроводника энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электроном и способный в возбужденном состоянии отдать электрон в зону проводимости. Полученные с помощью такой примеси полупроводники называются *электронными* или *n-типа* (от слова negative – отрицательный).

Примеси, обеспечивающие получение большой концентрации дырок, за счет создания в запрещенной зоне энергетического уровня, свободного от электрона (дырочного) в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны в возбужденном состоянии называют *акцепторными*. Такие примесные полупроводники называют *дырочными* или *p-типа* (от слова positive – положительный).

Отрыв электрона от донорного атома и валентного электрона от атомов исходного (собственного) полупроводника для «передачи» его акцепторному атому требует затраты некоторой энергии, называемой *энергией ионизации*.

Носители заряда с большей концентрацией называются *основными*, а с меньшей – *неосновными*.

2.2. Метод расчета концентраций носителей заряда

Концентрация электронов n в зоне проводимости и концентрация дырок p в валентной зоне могут быть представлены следующими общими выражениями:

$$n = \int_{\varepsilon_C}^{\infty} g_C(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad p = \int_0^{\varepsilon_V} g_V(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad (2)$$

где $g_C(\varepsilon)$ и $g_V(\varepsilon)$ - плотности квантовых состояний, т.е. число квантовых состояний в единичном интервале энергии зоны проводимости и валентной зоны в объеме 1 см^3 ; функция $f(\varepsilon)$ есть вероятность того, что состояние с энергией ε занято электроном.

Вероятностная функция $f(\varepsilon)$ определяется по формуле

$$f(\varepsilon) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (3)$$

которая называется *функцией распределения Ферми-Дирака*, и где k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, а ε_F - энергия уровня Ферми, для которого $f(\varepsilon) = f(\varepsilon_F) = 0,5$.

Функцию распределения Ферми-Дирака можно свести приближенно к функции распределения Максвелла - Больцмана:

$$f(\varepsilon) \approx \left[\exp\left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right) \right]. \quad (4)$$

Полупроводники, для которых справедлива функция распределения Максвелла-Больцмана, называют *невырожденными*. Однако если в полупроводнике уровень Ферми оказывается в интервале $2kT$ вблизи границ зон или внутри этих зон, то следует пользоваться только функцией распределения Ферми-Дирака, а состояние полупроводника становится *вырожденным*.

Только для невырожденных полупроводников, используя (4), можно найти аналитическое решение интегралов (2) и получить фундаментальные формулы

$$n = N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right), \quad N_C = 2(2\pi \cdot m_n^* kT)^{3/2} / h^3, \quad (5)$$

$$p = N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right), \quad N_V = 2(2\pi \cdot m_p^* kT)^{3/2} / h^3, \quad (6)$$

где h – постоянная Планка; m_n^* и m_p^* – эффективные массы электронов и дырок, отличающиеся от массы свободного электрона m_0 в вакууме из-за влияния на величину ускорения этих частиц собственного электрического поля кристаллической решетки.

Формулы (5) и (6) применимы для расчета концентраций в любых типах полупроводников: собственном (типа i) и примесных (типов n и p). Коэффициенты N_C и N_V следует трактовать как эффективное число состояний, расположенных на границах зоны проводимости и валентной зоны.

Используя (5) и (6), можно найти произведение концентраций:

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_V}{kT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT}\right), \quad (7)$$

а для собственного (чистого, беспримесного) полупроводника, в котором концентрация электронов и дырок одинакова

$$n_i = p_i, \quad (8)$$

$$n_i p_i = n_i^2 = p_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT}\right), \quad (9)$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta \epsilon_0}{2kT}\right), \quad (10)$$

$$np = n_i^2. \quad (11)$$

2.3. Условие электрической нейтральности

Это условие требует, чтобы суммарный заряд любого объема собственного и примесного полупроводников был равен нулю:

$$\sum Q = 0. \quad (12)$$

Для 1 см^3 собственного полупроводника с концентрациями электронов n_i и дырок p_i

$$\sum Q = -qn_i + qp_i = 0, \quad (13)$$

где q – абсолютная величина заряда электрона.

Полученное выражение соответствует выражению (9) и отражает процесс одновременного образования пар электрон-дырка. Естественно, образование таких пар носителей с разными знаками зарядов не нарушает нейтральности.

Для объема 1 см^3 полупроводника n -типа

$$\sum Q = -qn_n + qp_n + qN_d = 0 \quad (14)$$

или

$$n_n = p_n + N_d, \quad (15)$$

где N_d – концентрация положительных донорных ионов (при обычных условиях все атомы примеси ионизированы); индекс n указывает на тип полупроводника.

Аналогично для p -полупроводника условие (12) имеет вид

$$\sum Q = -qn_p + qp_p - qN_A = 0 \quad (16)$$

или

$$p_p = n_p + N_A, \quad (17)$$

где N_A – концентрация отрицательных акцепторных ионов, а индекс p указывает на тип полупроводника.

2.4. Концентрация основных и неосновных носителей в примесных полупроводниках

Решая совместно выражения (11), (15) и (17) для концентраций носителей в n - и p -полупроводниках можно получить следующие зависимости:

$$n_n = \frac{N_D}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_D} \right)^2} \right], \quad p_n = \frac{2n_i^2}{N_D} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_D} \right)^2} \right]^{-1}, \quad (18)$$

$$p_p = \frac{N_A}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2} \right], \quad n_p = \frac{2n_i^2}{N_A} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2} \right]^{-1}. \quad (19)$$

В примесном полупроводнике концентрация примеси на несколько порядков больше концентрации собственных носителей заряда n_i ($N_D \gg n_i$, $N_A \gg n_i$), и т.к. при рабочих температурах практически все примесные атомы ионизированы, вместо (13) и (14) можно записать

$$n_n \approx N_D, \quad p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \ll n_i, \quad (20)$$

$$p_p \approx N_A, \quad n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \ll n_i. \quad (21)$$

В n -полупроводнике электроны являются основными носителями, а дырки неосновными (т. к. $n_n \gg p_n$), в p -полупроводнике, наоборот, дырки – основные носителями, а электроны – неосновные (т.к. $p_p \gg n_p$).

2.5. Неравновесное состояние полупроводника

В равновесном состоянии *скорость генерации* g_0 носителей заряда (прирост числа носителей за 1 с в 1 см³) равна *скорости рекомбинации* r_0 (убыль числа носителей за 1 с в 1 см³).

Внешние воздействия (свет, введение извне носителей заряда, ионизирующая радиация и др.) вызывают появление избыточных концентрации электронов и дырок $\Delta n = n_{изб}$ и $\Delta p = p_{изб}$ – отклонение от равновесных значений, так что

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_{изб}, \quad p = p_0 + \Delta p = p_0 + p_{изб}, \quad (22)$$

где p_0 и n_0 – значения равновесных концентраций носителей заряда, n и p – значения неравновесных концентрации.

Скорость рекомбинации r пропорциональна произведению концентраций участвующих в рекомбинации частиц с противоположными знаками зарядов:

$$r = \alpha_r np, \quad (23)$$

где α_r – коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом рекомбинации*.

После прекращения внешнего воздействия (возбуждения) должен происходить возврат значений концентраций носителей заряда равновесному состоянию.

Для сохранения электрической нейтральности полупроводника число избыточных электронов и дырок должно быть одинаковым

$$\Delta n = \Delta p, \quad (24)$$

а также скорости их изменения

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{d(\Delta p)}{dt}. \quad (25)$$

Убыль избыточной концентрации носителей заряда в единицу времени должна быть равна разности между скоростью рекомбинации r и скоростью генерации g_0 :

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{d(\Delta p)}{dt} = -(r - g_0) = -\alpha_r(np - n_0p_0). \quad (26)$$

Произведение неравновесных и равновесных концентраций носителей заряда будет равно

$$n_0p_0 = n_i^2, \quad (27)$$

$$np = n_0p_0 + n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p = n_i^2 + n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p. \quad (28)$$

Подставив эти величины в (26) получим

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{d(\Delta p)}{dt} = -\alpha_r(n_0\Delta p + p_0\Delta n + \Delta n\Delta p). \quad (29)$$

Для полупроводниковых приборов характерен так называемый низкий уровень возбуждения, когда избыточная концентрация много меньше равновесной концентрации основных носителей, т.е. $\Delta n = \Delta p \ll (n_0 + p_0)$, а третье слагаемое $\Delta n\Delta p$ в (29) пренебрежимо мало. Поэтому для такого случая

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{d(\Delta p)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} = -\frac{\Delta p}{\tau}, \quad (30)$$

где

$$\tau = \frac{1}{\alpha_r(n_0 + p_0)}. \quad (31)$$

Решением дифференциального уравнения (30) является экспоненциальная функция вида

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-t/\tau), \quad (32)$$

где $\Delta n(0)$ – начальное значение избыточной концентрации, при $t = 0$.

Постоянную τ принято называть *временем жизни неравновесных носителей*, так как она определяет скорость убывания избыточных концентраций Δn и Δp в процессе возвращения к состоянию равновесия.

Различают два вида рекомбинации: прямую и ступенчатую, когда рекомбинация идет посредством «ловушек», энергетические уровни которых расположены ближе к середине запрещенной зоны. Чем больше концентрация ловушек, тем интенсивнее рекомбинация.

В примесных полупроводниках время жизни неравновесных носителей равно времени жизни неосновных носителей. В n -полупроводнике оно определяется временем жизни дырок τ_p , а в p -полупроводнике – временем жизни электронов τ_n .

2.6. Плотность тока в полупроводнике

Ток в полупроводнике обусловлен дрейфовым и диффузионным движением носителей заряда – электронов и дырок. Поэтому плотность тока представляется суммой четырех компонентов:

$$j = j_{n\partial p} + j_{n\partial f} + j_{p\partial p} + j_{p\partial f}, \quad (33)$$

где индексы «др» и «дф» указывают на дрейф и диффузию.

Дрейфовым движением называют направленное движение носителей под действием напряженности электрического поля (градиента потенциала).

Плотность дрейфового тока в соответствии с общим определением

$$j_{n\partial p} = qn v_{n\partial p}, \quad j_{p\partial p} = qp v_{p\partial p}, \quad (34)$$

где $v_{n\partial p}$ и $v_{p\partial p}$ – дрейфовая скорость электронов и дырок, пропорциональная напряженности электрического поля E :

$$v_{n\partial p} = \mu_n E, \quad v_{p\partial p} = \mu_p E, \quad (35)$$

где коэффициенты μ_n и μ_p называются *подвижностью электронов и дырок*.

Подставив (35) в (34), получим

$$j_{n\partial p} = qn\mu_n E, \quad j_{p\partial p} = qp\mu_p E. \quad (36)$$

Эти формулы часто записывают в виде

$$j_{n\partial p} = \sigma_n E, \quad j_{p\partial p} = \sigma_p E, \quad (37)$$

где $\sigma_n = qn\mu_n$, $\sigma_p = qp\mu_p$ – удельные электрические проводимости, вызванные электронами и дырками.

Диффузионные компоненты плотности тока при одномерном рассмотрении определяются градиентами концентраций подвижных носителей, т.е.

$$j_{n\partial p} = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{p\partial p} = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (38)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, зависящие от материала полупроводника.

При диффузии носители перемещаются через выбранное сечение из области, где их концентрация больше, в область, где она меньше.

Существует пропорциональность между коэффициентами диффузии и подвижностью, называемая *соотношением Эйнштейна*:

$$D_n = \mu_n \varphi_T, \quad D_p = \mu_p \varphi_T, \quad (39)$$

где

$$\varphi_T = \frac{kT}{q}, \quad (40)$$

называется *температурным* или *тепловым потенциалом*.

2.7. Уравнение непрерывности

В общем случае концентрация носителей зависит от координаты и времени: $n(x, t)$, $p(x, t)$. Эти зависимости можно найти, решив *уравнение непрерывности*, записываемое в виде:

для неосновных носителей в p -полупроводнике

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x}, \quad (41)$$

для неосновных носителей в n -полупроводнике

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (42)$$

В правой части каждого уравнения в частных производных первый член учитывает убыль избыточных носителей $\Delta n = n - n_0$ и

$\Delta p = p - p_0$ вследствие рекомбинации, как в выражении (30). Второй член учитывает накопление (или убыль) носителей в единице объема из-за неодинаковости диффузионных потоков, втекающих в объем и вытекающих из объема по направлению оси x . Остальные члены учитывают аналогичное влияние дрейфовых потоков.

В частном случае, когда в полупроводнике отсутствует электрическое поле ($E = 0$) или его влиянием можно пренебречь, уравнения непрерывности упрощаются и принимают вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (43)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (44)$$

Эти уравнения учитывают процесс диффузии и рекомбинации и называются *уравнениями диффузии*.

В полупроводниковых приборах часто рассматривается стационарный режим, когда концентрации не изменяются во времени ($dn/dt = 0$, $dp/dt = 0$).

Рассмотрим p -полупроводник, в котором $dn/dt = 0$. Тогда вместо (43) можно записать

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{L_n^2} = 0, \quad (45)$$

где принято обозначение

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (46)$$

Так как $n - n_0 = \Delta n$ — избыточная концентрация электронов, то вместо (45) запишем

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0. \quad (47)$$

Решением этого дифференциального уравнения второго порядка является функция:

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp(-x/L_n). \quad (48)$$

Характерную длину L_n , на которой избыточная концентрация электронов при диффузии уменьшается из-за рекомбинации в $e = 2,72$ раза, называют *диффузионной длиной электронов*.

Аналогично (48) можно записать и закон изменения избыточной концентрации дырок в n -полупроводнике:

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \exp(-x/L_p), \quad (49)$$

где

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (50)$$

– диффузионная длина дырок в n -полупроводнике.

2.8. Электрические переходы

Электрическим переходом называют переходный слой между областями твердого тела с различными типами электропроводности (n -полупроводник, p -полупроводник, металл, диэлектрик) или областей с одинаковым типом электропроводности, но с различными значениями удельной проводимости. Чаще всего используется электрический переход между полупроводниками n - и p -типа, называемый *электронно-дырочным переходом* или *p - n -переходом*.

Электрические переходы могут создаваться как на основе полупроводников с одинаковой шириной запрещенной зоны, т.е. одинаковых материалов (*гомопереходы*), так и с различными значениями ширины (*гетеропереходы*). Заметим, что предельным случаем гетероперехода является контакт металл-полупроводник (у металла нет запрещенной зоны).

2.9. Структура p - n -перехода

Структурой любого полупроводникового прибора принято называть последовательность расположения областей с различными электрофизическими свойствами. Как правило, она отражается в названии (обозначении) типа перехода. Практически переход может быть получен односторонней диффузией акцепторов в полупроводник n -типа с равномерным распределением доноров, в результате чего концентрация акцепторов N_A будет убывать от сечения $x=0$, где производилась диффузия. Плоскость с координатой $x = x_0$, где $N_A = N_D$, называется металлургической границей, на ней эффективная концентрация примеси $N_{эф} = N_A - N_D = 0$. При $x < x_0$ преобладает влияние акцепторов, при $x > x_0$ – влияние доноров. Полупроводники с двумя типами примеси называют *компенсированными*.

Для удобства обычно рассматривают идеализированный случай образования p - n -перехода, чтобы не усложнять картину излишними подробностями. Считают, что p - n -переход создается как бы в результате механического контакта однородного (концентрация примеси не зависит от координаты) p -полупроводника с однородным n -полупроводником. Из-за скачкообразного перехода от N_A к N_D в сечении x_0 такой переход считается *резким*. Если $N_A \gg N_D$ (или $N_D \gg N_A$), то переход считается *несимметричным*. При $N_D = N_A$ переход считается и симметричным.

2.10. Образование p - n -перехода

Процесс образования p - n -перехода при контакте p - и n -полупроводников происходит следующим образом.

1. В исходном состоянии (до контакта) p - и n -полупроводники были электрически нейтральными.

2. При контакте появляется градиент концентрации дырок и электронов (т.к. $p_p \gg p_n$ и $n_n \gg n_p$).

3. Градиент концентрации вызовет диффузионное движение носителей заряда из областей, где они являлись основными носителями, в области, где они становятся неосновными.

4. Уход основных носителей и их рекомбинация с пришедшими в результате диффузии неосновными носителями заряда приводит к нарушению электрической нейтральности в приконтактных областях и увеличению нескомпенсированных зарядов ионов слева и справа от плоскости контакта. Вблизи плоскости контакта образуется двойной электрический слой, и появляется напряженность электрического поля E .

5. Появившееся электрическое поле тормозит (создает потенциальный барьер) диффузионных потоков основных носителей по сравнению с начальным состоянием.

6. Однако появившееся электрическое поле E является ускоряющим для неосновных носителей каждого полупроводника (отсутствие барьера). Под действием ускоряющего поля должны появиться дрейфовые потоки неосновных носителей: электронов из p -области в n -область и дырок из n -области в p -область.

7. Рост значения напряженности электрического поля в переходе сопровождается уменьшением диффузионных потоков и ростом

дрейфовых потоков до тех пор, пока при некотором значении напряженности поля E_K не наступит равновесие между диффузионным потоком носителей заряда и встречным дрейфовым потоком. Это равновесное значение напряженности электрического поля E_K соответствует разности потенциалов ϕ_K , которую называют *контактной разностью потенциалов* или *диффузионным потенциалом*.

Образовавшаяся переходная область вблизи плоскости контакта, в которой нескомпенсированные заряды ионов создают поле E_K и которая из-за ухода и рекомбинации бедна подвижными носителями заряда, называется *p-n-переходом* или *обедненным слоем*.

Полупроводники до образования контакта были электрически нейтральными, поэтому после контакта должны оставаться нейтральными вся структура и весь обедненный слой в целом. В этом случае отрицательный заряд ионов акцепторов в обедненном слое Q_A по величине равен положительному заряду ионов доноров Q_D :

$$|Q_A| = Q_D. \quad (51)$$

Если обозначить толщину обедненного слоя l , а его части в *p*- и *n*-полупроводнике l_p , l_n , тогда при площади сечения S

$$|Q_A| = ql_p SN_A, \quad Q_D = ql_n SN_D. \quad (52)$$

Из (52) следует

$$\frac{l_p}{l_n} = \frac{N_D}{N_A}. \quad (53)$$

Таким образом, протяженность частей обедненного слоя обратно пропорциональна концентрации примесей. Если переход резкий и несимметричный ($N_A \gg N_D$), то из (53) $l_n \gg l_p$: обедненный слой располагается в основном в полупроводнике с меньшей концентрацией примеси, обычно называемой *базовой областью*.

2.11. Энергетическая диаграмма *p-n*-перехода в состоянии равновесия. Формула для контактной разности потенциалов

В исходном состоянии полупроводников (до контакта) границы зон проводимости ε_c и валентной зоны ε_v , а уровни Ферми – нет. Уровень Ферми ε_{Fp} в *p*-полупроводнике находится ближе к валентной зоне, а уровень Ферми ε_{Fn} в *n*-полупроводнике – ближе к зоне проводимости.

$$\varepsilon_{Fp} = \varepsilon_V + kT \ln \frac{N_V}{p_p}, \quad \varepsilon_{Fn} = \varepsilon_C + kT \ln \frac{N_C}{n_n}. \quad (54)$$

Когда после контакта полупроводников в структуре установится состояние равновесия, уровень Ферми во всех ее точках должен быть одинаковым. В этом случае границы валентной зоны и зоны проводимости сместятся относительно друг друга на $\Delta\varepsilon_K = \varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp}$, которая с учетом (54) и (10) запишется в виде

$$\Delta\varepsilon_K = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}. \quad (55)$$

Искривление границ зон на величину $\Delta\varepsilon_K$ и отражает наличие контактной разности потенциалов, которая определяется из (55) делением на заряд электрона, и с учетом (40):

$$\varphi_K = \frac{\Delta\varepsilon_K}{q} = \varphi_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2}, \quad (56)$$

где p_{n0} и n_{p0} – значения концентраций носителей в состоянии равновесия, при отсутствии внешнего воздействия на p - n -переход.

Используя связь значений равновесных концентраций носителей: $n_{n0} p_{n0} = n_i^2$ и $p_{p0} n_{p0} = n_i^2$, а также выражение (11) можно представить последнее выражение как

$$\varphi_K = \varphi_T \ln(n_{n0}/n_{p0}) \equiv \varphi_T \ln(p_{p0}/p_{n0}), \quad (57)$$

$$\varphi_K = \varphi_T \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}. \quad (58)$$

Излом границы зон проводимости и валентной на величину $\Delta\varepsilon_K = q\varphi_K$ характеризует контактную разность потенциалов, которая является потенциальным барьером только для основных носителей обеих областей: электронов, приходящих из n -области в p -область, и дырок, движущихся в обратном направлении. Обедненную область смогут пройти только те носители заряда, которые имеют энергию достаточную для преодоления барьера. Для неосновных носителей поле в переходе является ускоряющим (нет барьера), и они переходят в противоположную область.

2.12. Электронно-дырочный переход в неравновесном состоянии

Неравновесное состояние p - n -перехода наступает при подаче внешнего напряжения U и характеризуется протеканием тока через переход. Сопротивление обедненного слоя значительно выше сопротивления нейтральных областей, поэтому внешнее напряжение U практически оказывается приложенным к самому обедненному слою и влияет на величину потенциального барьера. В зависимости от полярности напряжения U потенциальный барьер может возрастать или уменьшаться.

Принято называть напряжение на p - n -переходе *прямым*, если оно понижает барьер. Это будет в том случае, если плюс источника питания присоединен к p -области, а минус – к n -области. Потенциальный барьер при прямом напряжении

$$\varphi = \varphi_K - U, \quad U > 0. \quad (59)$$

Внешнее поле складывается с контактным полем и потенциальный барьер возрастает, если плюс источника присоединяется к n -области. Такое напряжение называется *обратным* и считается отрицательным. Потенциальный барьер в этом случае

$$\varphi = \varphi_K + |U|, \quad U < 0. \quad (60)$$

Очевидно, что соотношение (59) применимо при любом напряжении, если U брать со своим знаком ($U > 0$, $U < 0$) – т.е.

$$\varphi = \varphi_K - U. \quad (61)$$

Смещение границ зоны проводимости для p - и n -областей пропорционально высоте потенциального барьера и составляет $q\varphi = q(\varphi_K - U)$ и поясняет соотношение диффузионных и дрейфовых потоков носителей в переходе.

При прямом напряжении из-за снижения потенциального барьера нарушается равенство диффузионного и дрейфового потоков как дырок, так и электронов: диффузионный поток дырок из p -области в n -область преобладает над встречным дрейфовым потоком дырок из n -области, а диффузия электронов из n -области в p -область – над встречным дрейфом электронов из p -области. В результате происходит увеличение концентрации неосновных носителей вне перехода в p - и n -областях. Этот процесс называется *инжекцией неосновных носителей*.

При обратном напряжении из-за увеличения потенциального барьера происходит ослабление диффузионных потоков по сравнению с состоянием равновесия. Уже при сравнительно небольшом обратном напряжении (порядка десятых долей вольта) диффузионный поток становится настолько малым, что дрейфовые потоки начинают преобладать над диффузионными. В результате дрейфа неосновных носителей происходит уменьшение концентраций неосновных носителей у границ перехода: электронов в p -области и дырок в n -области. Это явление называется *экстракцией (выведением) неосновных носителей*.

2.13. Толщина обедненного слоя

Величина напряженности электрического поля E для резкого p - n -перехода линейно изменяется в обе стороны от максимального значения, соответствующего металлургической границе, до нуля на границах обедненного слоя. Решение уравнения Пуассона, связывающего вторую производную потенциала с плотностью заряда в переходе, позволяет определить и толщину обедненного слоя l и его частей l_p и l_n . Зависимость толщины резкого p - n -перехода от приложенного к нему напряжения U описывается выражением

$$l = l_p + l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \cdot \frac{N_D + N_A}{N_D N_A} (\varphi_K - U)}, \quad (62)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – электрическая постоянная.

В случае резкого несимметричного перехода, когда $N_a \gg N_d$, выражение (62) можно преобразовать к виду

$$l \approx l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_D} (\varphi_K - U)}, \quad (63)$$

т.е. обедненный слой в основном располагается, как уже отмечалось, в n -полупроводнике с наименьшей концентрацией примеси (в базе).

Для симметричного перехода с линейным (плавным) распределением примеси $N_{эф}$ вместо (62) может быть получена формула

$$l = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_K - U)}{q} \cdot \frac{dN_{эф}}{dx}}. \quad (64)$$

2.14. Вольт-амперная характеристика идеализированного p - n -перехода

Идеализированным является p - n -переход, для которого приняты следующие допущения.

1. В обедненном слое отсутствует генерация, рекомбинация и рассеяние носителей зарядов, ток носителей заряда одного знака одинаков на обеих границах перехода.

2. Электрическое поле вне обедненного слоя отсутствует.

3. Электрическое сопротивление нейтральных p - и n -областей считается пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлением обедненного слоя.

4. Границы обедненного слоя считаются плоскопараллельными, а носители заряда перемещаются по направлению, перпендикулярному к этим плоскостям. Концентрации носителей зависят только от одной координаты.

Указанные предположения и используются для определения аналитической зависимости тока через p - n -переход от приложенного напряжения, называемой *вольт-амперной характеристикой* (ВАХ).

При подаче прямого напряжения на переход ($U > 0$), возникнет прирост концентрации неосновных носителей в областях n и p , т.е. их избыточная концентрация Δp_n и Δn_p , где

$$\Delta p_n = p_n - p_{n0}, \quad \Delta n_p = n_p - n_{p0}, \quad (65)$$

где p_{n0} и n_{p0} – равновесные значения концентраций при $U=0$, а p_n и n_p – неравновесные значения на границах обедненного слоя при подаче прямого напряжения U ; при этом $p_n > p_{n0}$, $n_p > n_{p0}$.

Для сохранения электрической нейтральности должны появиться избыточные концентрации основных носителей на этих границах:

$$\Delta p_p = \Delta n_p, \quad \Delta n_n = \Delta p_n. \quad (66)$$

Теория p - n -перехода основана еще на одном важном предположении, что избыточные концентрации много меньше концентрации основных носителей:

$$\Delta p_n = \Delta n_n \ll n_{n0}, \quad \Delta n_p = \Delta p_p \ll p_{p0}. \quad (67)$$

Значения концентраций носителей заряда для состояния равновесия и неравновесного состояния могут быть выражены следующими формулами:

$$n_{n0}/n_{p0} = p_{p0}/p_{n0} = \exp(\phi_K/\phi_T), \quad (68)$$

$$n_n/n_p = p_p/p_n = \exp[(\phi_K - U)/\phi_T]. \quad (69)$$

Используя вышеприведенные соотношений можно получить зависимости для избыточных концентрации неосновных носителей на границах перехода

$$\Delta n_p = n_{p0}[\exp(U/\phi_T) - 1], \quad \Delta p_n = p_{n0}[\exp(U/\phi_T) - 1]. \quad (70)$$

Очевидно, что увеличение концентрации неосновных носителей при $U > 0$ на границах перехода приведет к их диффузии в глубь областей. Диффузия будет сопровождаться рекомбинацией, и концентрации избыточных носителей будут убывать по направлению x , отсчитываемой от границ перехода:

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0)\exp(-x/L_n), \quad \Delta p_n(x) = p_n(0)\exp(-x/L_p), \quad (71)$$

где $\Delta n_p(0)$ и $\Delta p_n(0)$ – значения избыточных концентраций носителей на границах перехода ($x = 0$), определяемые по формулам (70); L_n – диффузионная длина электронов в p -области; L_p – диффузионная длина дырок в n -области.

Можно найти выражения для диффузионных токов, создаваемых избыточными электронами и дырками, которые будут зависеть от градиента концентрации носителей заряда

$$\frac{dn_p}{dx} = \frac{d(\Delta n_p)}{dx}, \quad \frac{dp_n}{dx} = -\frac{d(\Delta p_n)}{dx} \quad (72)$$

и будут равны

$$j_{n\partial\phi}(x) = qD_n \frac{d(\Delta n_p)}{dx} = \frac{qD_n \Delta n_p(0)}{L_n} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (73)$$

$$j_{p\partial\phi}(x) = -qD_p \frac{d(\Delta p_n)}{dx} = -\frac{qD_p \Delta p_n(0)}{L_p} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (74)$$

Плотность диффузионного тока убывает по направлению от границы перехода и при $x = 0$ имеет максимальное значение

$$j_{n\partial\phi}(0) = \frac{qD_n \Delta n_p(0)}{L_n} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right], \quad (75)$$

$$j_{p\partial\phi}(0) = -\frac{qD_p \Delta p_n(0)}{L_p} = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (76)$$

Плотность полного тока в переходе можно определить как сумму плотности электронного тока на левой границе перехода и плот-

ности дырочного тока на правой границе перехода. Тогда плотность полного тока с учетом (75), (76).

$$j = q \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left(\exp \frac{U}{\phi_T} - 1 \right). \quad (77)$$

По закону непрерывности тока найденная плотность будет в любом сечении n - и p -областей.

Умножив полученное выражение на площадь сечения перехода S , получим формулу для тока:

$$I = jS = qS \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left(\exp \frac{U}{\phi_T} - 1 \right). \quad (78)$$

Окончательно запишем эту формулу в виде

$$I = I_0 [\exp(U/\phi_T) - 1], \quad (79)$$

где

$$I_0 = j_0 S = qS \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right). \quad (80)$$

Выражение (76) и представляет собой вольт-амперную характеристику идеализированного p - n -перехода (формула Шокли), а параметр I_0 называется *тепловым током*, так как его значение сильно зависит от температуры.

Ток I в (79) содержит две составляющие с противоположным знаком:

$$I = I_0 \exp(U/\phi_T) - I_0. \quad (81)$$

Первая составляющая зависит от напряжения, влияющего на высоту потенциального барьера, т.е. является диффузионной составляющей тока ($I_{df} = I_0 \exp(U/\phi_T)$), вызванной теми основными носителями, которые смогли преодолеть барьер. Вторая составляющая ($-I_0$) создается неосновными носителями обеих областей, для которых поле в обедненном слое является ускоряющим. Эта составляющая является дрейфовой ($I_{dp} = -I_0$).

Тепловой ток I_0 (80) является важным параметром p - n -перехода. Его значение пропорционально равновесной концентрации неосновных носителей в нейтральных p - и n -областях.

Сильная зависимость I_0 от температуры, определившая его название, объясняется зависимостью от температуры концентрации основных носителей p_{n0} и n_{p0}

$$I_0 \sim n_i^2 \sim \exp(-\Delta\varepsilon_0/kT). \quad (82)$$

Зависимость $I_0(T)$ характеризуют температурой удвоения $\Delta T_{удв}$ – приращением для температуры, приводящим к удвоению тока I_0

$$\frac{I_0(T + \Delta T_{удв})}{I_0(T)} = 2. \quad (83)$$

2.15. Вольт-амперная характеристика реального p - n -перехода

В предыдущем разделе были указаны допущения, характерные для идеального p - n -перехода и позволившие получить уравнение (79). В реальном p - n -переходе необходимо учитывать факторы, связанные с невыполнением некоторых допущений. Эти факторы следующие.

Учет генерации и рекомбинации носителей заряда в обедненном слое

В реальных условиях в обедненном слое имеются генерация и рекомбинация носителей, т.е. изменение плотности тока.

В состоянии равновесия генерационный ток $I_{ген}$ уравнивается рекомбинационным током $I_{рек}$, т.е. $I_{ген} = I_{рек}$ и ток через переход остается равным нулю.

При обратном напряжении потенциальный барьер в переходе возрастает настолько, что поток основных носителей через переход практически прекратится. При этих условиях рекомбинация будет практически отсутствовать. Наоборот, ток генерации $I_{ген}$ возрастет, так как расширится обедненный слой. Чем больше обратное напряжение, тем шире переход и больше $I_{ген}$.

При прямом напряжении произойдет сужение обедненного слоя, следовательно, уменьшится $I_{ген}$, но заметно возрастет $I_{рек}$ из-за увеличения потока основных носителей и соответствующего возрастания вероятности их захвата рекомбинационными ловушками. Однако при больших прямых напряжениях, когда потенциальный барьер становится малым, прямой ток через переход будет определяться практически инжекцией, а не рекомбинацией.

Учет сопротивления областей

В реальных p - n -переходах сопротивлением p - и n -областей составляет десятки и сотни Ом. Обычно p - n -переходы несимметричны, так что сопротивление области с наименьшей концентрацией примеси будет наибольшим. Эту область принято называть *базовой*, а ее сопротивление – *базовым* (R_B). Таким образом, суммарное сопротивление обеих областей можно считать равным R_B . Приложенное внешнее напряжение U распределяется между обедненным слоем и базовой областью: $U = U_{p-n} + IR_B$. В этом случае в формулу (76), но вместо U , которое являлось напряжением на обедненном слое U_{p-n} , надо подставить $(U - IR_B)$:

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{U - IR_B}{\phi_T} \right) - 1 \right] \quad (84)$$

или

$$U = \phi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) + IR_B. \quad (85)$$

При малых токах вторым слагаемым можно пренебречь. Однако с ростом тока падение напряжения на базовой области IR_B может стать сравнимым с напряжением на самом p - n -переходе, при этом на ВАХ появится почти линейный (омический) участок. При дальнейшем росте тока следует учитывать, что R_B начинает уменьшаться из-за увеличения концентрации инжектированных в базу носителей, и ВАХ отклоняется от прямой линии. Это влияние называют *эффектом модуляции сопротивления базы*.

Пробой перехода

Пробоем называют резкое увеличение обратного тока перехода при некотором обратном напряжении. Различают электрические пробои, обусловленные действием электрического поля в обедненном слое, и тепловой пробой, вызванный перегревом перехода. Существуют три основных вида электрического пробоя: лавинный, туннельный и поверхностный.

Лавинный пробой вызывается ударной ионизацией атомов кристаллической решетки в обедненном слое. При обратном напряжении ток в переходе создается дрейфовым движением неосновных носителей, приходящих из нейтральных p - и n -областей. Эти носители уско-

ряются в обедненном слое и при напряжении, превышающем некоторое критическое значение, приобретают кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы при соударении с нейтральным атомом Ge (или Si) произвести их ионизацию, т.е. создать пару носителей – электрон и дырку. Вновь образовавшиеся носители будут ускоряться полем и могут также вызвать ионизацию и образование пар носителей заряда. Начинается лавинообразное нарастание обратного тока. Для характеристики этого процесса вводится коэффициент лавинного умножения M , показывающий, во сколько раз обратный ток превышает значение тока I_0 , обусловленного потоком первоначальных носителей:

$$I_{обр} = MI_0; M > 1. \quad (86)$$

Коэффициент M определяется эмпирической формулой

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{обр}}{U_{проб}} \right)^b}, \quad 2 < b < 6, \quad (87)$$

где b – параметр, зависящий от материала полупроводника и типа электропроводности базовой области. Последнее объясняется тем, что концентрация неосновных носителей в базовой области выше и именно они будут определять тепловой ток I_0 и вызывать ионизацию атомов. Величину $U_{проб}$ называют *напряжением лавинного пробоя*.

Туннельный пробой возникает, когда напряженность электрического поля в обедненном слое возрастает настолько ($E > 10^6$ В/см), что проявляется *туннельный эффект* – переход электронов *сквозь* потенциальный барьер без изменения энергии. Туннельный эффект наблюдается в узких переходах (порядка 10^{-2} мкм), т.е. в переходах p^+-n^+ с очень высокой концентрацией примеси (более $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$).

Поверхностный пробой (ток утечки). Реальные p - n -переходы имеют участки, выходящие на поверхность полупроводника. Вследствие возможного загрязнения и наличия поверхностных зарядов между p - и n -областями могут образовываться проводящие пленки и проводящие каналы, по которым идет ток утечки $I_{ут}$. Этот ток увеличивается с ростом обратного напряжения (и может превысить тепловой ток I_0 и ток генерации $I_{ген}$). Ток $I_{ут}$ слабо зависит от температуры. Для уменьшения $I_{ут}$ применяют защитные пленочные покрытия.

Тепловой пробой связан с температурной зависимостью мощности, рассеиваемой в *p-n*-переходе. Он обусловлен существенным (однородным или локальным) увеличением температуры структуры перехода, приводящим к увеличению концентрации носителей заряда и росту плотности тока, росту выделяемой мощности и дальнейшему росту температуры и т.д. Тепловой пробой, как правило, приводит к разрушению перехода (прибора) и является одним из основных факторов, ограничивающих допустимые режимы их эксплуатации, в частности, допустимые температуры окружающей среды.

2.16. Параметры *p-n*-перехода в динамическом режиме

Дифференциальное сопротивление *p-n*-перехода

Дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}}$ перехода – величина, равная отношению малого приращения напряжения в обедненном слое к величине, вызванного им, малого приращения тока. Оно определяется выражением $R_{\text{диф}} = dU/dI$ и характеризует крутизну ВАХ в рассматриваемой точке ($R_{\text{диф}}$ обратно пропорциональна производной dI/dU). Для идеализированного перехода по формуле (79) можно получить аналитическое выражение

$$R_{\text{диф}} = \frac{\Phi_T}{I + I_0}. \quad (88)$$

Для прямой ветви ВАХ, где $I \gg I_0$,

$$R_{\text{диф}} \approx \frac{\Phi_T}{I}. \quad (89)$$

Барьерная емкость

Барьерная или *зарядная емкость* возникает при обратном напряжении на *p-n*-переходе и обусловлена изменением в нем объемного заряда. В этом случае *p-n*-переход рассматривается как обычный конденсатор, где пластинами являются границы обедненного слоя, а сам обедненный слой служит несовершенным диэлектриком с увеличенными диэлектрическими потерями.

Через обычный конденсатор, к которому приложено переменное напряжение, притекает ток смещения, не связанный с движением зарядов. Такой же ток смещения появляется и при переменном напряжении на переходе.

По определению ток смещения $I_{см} = \epsilon\epsilon_0 \partial E / \partial t$. Это соотношение можно записать в виде:

$$I_{см} = \frac{dQ}{dU} \cdot \frac{dU}{dt} = C_{\delta} \frac{dU}{dt}, \quad (90)$$

где

$$C_{\delta} = \frac{dQ}{dU} \quad (91)$$

дифференциальная барьерная емкость p - n -перехода.

Можно написать общую формулу для барьерной емкости как емкости плоского конденсатора:

$$C_{\delta} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{l}. \quad (92)$$

Подставив в (92) толщину перехода l и произведя преобразования, получим зависимость C_{δ} от напряжения и других параметров для резкого p - n -перехода:

$$C_{\delta} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0}{2} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \cdot \frac{1}{\phi_K - U}}. \quad (93)$$

Зависимость C_{δ} от напряжения представляет собой вольт-фарадную характеристику. Значение барьерной емкости при $U = 0$:

$$C_{\delta 0} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0}{2\phi_K} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}. \quad (94)$$

Используя (94), можно переписать (93) в более простом виде:

$$C_{\delta} = \frac{C_{\delta 0}}{\sqrt{1 - \frac{U}{\phi_K}}}. \quad (95)$$

Диффузионная емкость

Диффузионная емкость – дифференциальная емкость p - n -перехода, характеризующая изменение избыточных носителей заряда в p - и n -областях (вне перехода) при изменении прямого напряжения приложенного к переходу.

Процесс накопления избыточных зарядов – инерционный процесс, связанный со временем жизни неосновных носителей, и который характеризуется дифференциальной диффузионной емкостью:

$$C_{\partial\phi} = C_{\partial\phi_{p-обл}} + C_{\partial\phi_{n-обл}} = \frac{dQ_{изб\ p-обл}}{dU} + \frac{dQ_{изб\ n-обл}}{dU}. \quad (96)$$

Используя формулы (71) для распределения избыточных носителей вне перехода и формулы (90) и (40), получаем

$$C_{\partial\phi} = \frac{\tau_p}{\Phi_T} I_p + \frac{\tau_n}{\Phi_T} I_n. \quad (97)$$

Диффузионная емкость определяется прямыми диффузионными токами дырок I_p и электронов I_n (отсюда и название емкости) и временем жизни неосновных носителей τ_p и τ_n . Если переход несимметричный, например $N_A \gg N_D$, то $I_p \gg I_n$ и $I = I_p + I_n \approx I_p$ и, следовательно,

$$C_{\partial\phi} = \frac{\tau_p}{\Phi_T} I_p \approx \frac{\tau_p}{\Phi_T} I. \quad (98)$$

Учитывая формулу (86) для $R_{диф}$ можно получить соотношение $C_{\partial\phi} \approx \tau_p / R_{диф} (N_A \gg N_D)$, $C_{\partial\phi} = \tau_n / R_{диф} (N_D \gg N_A)$. (99)

В соответствии с зависимостью (70) можно отметить, что значение $C_{\partial\phi}$ при относительно малых прямых напряжениях и при обратном напряжении можно не учитывать ($C_{\partial\phi} \ll C_{бо}$).

Диффузионная емкость растет с увеличением времени жизни неосновных носителей (τ_p, τ_n) или диффузионной длины ($L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$), так как при этом происходит увеличение числа накопленных избыточных носителей в областях. В отличие от барьерной емкости диффузионная емкость зависит от частоты приложенного переменного напряжения. На высоких частотах, когда период напряжения становится меньше времени жизни, инжектируемые носители не успевают накапливаться в областях, и на очень высоких частотах ею можно пренебречь ($C_{\partial\phi} \approx 0$).

Следует отметить еще одно важное отличие $C_{\partial\phi}$ от барьерной емкости. Через барьерную емкость протекают токи смещения, в то время как через диффузионную емкость – ток носителей. Диффузионная емкость отражает инерционность процесса накопления и рассасывания избыточных носителей в областях p - n -структуры. Поэтому диффузионную емкость называют иногда «фиктивной» емкостью, формально позволяющей описать инерционные свойства p - n -

перехода. При этом также говорят о зарядке и разрядке этой емкости, как для обычного конденсатора.

2.17. Основные виды полупроводниковых диодов

Полупроводниковым диодом называют прибор с одним или несколькими электрическими переходами и двумя внешними выводами. Диоды классифицируются по назначению, физическим свойствам, по основным электрическим параметрам, конструктивно-технологическим особенностям, виду исходного полупроводника, по частоте, по виду вольт-амперной характеристики.

Выпрямительные диоды

Выпрямительными обычно называют диоды, предназначенные для преобразования переменного напряжения промышленной частоты (50 или 400 Гц) в постоянное, преобразования переменного тока в пульсирующий ток одного направления и используются в источниках питания радиоэлектронной аппаратуры. Основой выпрямительного полупроводникового диода является обычный *p-n*-переход. В практических случаях *p-n*-переход диода имеет достаточную площадь для того, чтобы обеспечить большой прямой ток. Для получения больших обратных (пробивных) напряжений диод обычно выполняется из высокоомного материала.

Стабилитроны и стабисторы

Стабилитроном называется двухэлектродный электронный прибор, падение напряжения на котором остается практически постоянным при изменении в определенных пределах протекающего через него тока. В полупроводниковых стабилитронах этот рабочий участок вольтамперной характеристики находится в узкой области обратных напряжений электронно-дырочного перехода, соответствующих электрическому пробое: туннельному или лавинному.

Если такой участок соответствует прямой ветви ВАХ, то прибор называется *стабистором*.

Универсальные и импульсные диоды

Универсальные (высокочастотные) диоды применяются для преобразования высокочастотных сигналов. *Импульсные* полупроводниковые диоды предназначены преимущественно для работы в и

импульсных режимах (преобразования импульсных сигналов). Эти диоды характеризуются минимальными значениями реактивных параметров, что достигается благодаря специальным конструктивно-технологическим мерам.

Варикапы

Варикапом называется полупроводниковый диод, используемый в качестве электрически управляемой емкости с достаточно высокой добротностью в диапазоне рабочих частот. Основное применение варикапов – электрическая перестройка частоты колебательных контуров. В нем используется свойство p - n -перехода изменять барьерную емкость под действием внешнего напряжения. *Добротность колебательной системы* характеристика резонансных свойств системы, показывающая, во сколько раз амплитуда вынужденных колебаний при резонансе превышает амплитуду при его отсутствии. Чем выше добротность колебательной системы, тем меньше потери энергии в ней за период.

Туннельные и обращенные диоды

Туннельными являются полупроводниковые диоды, в которых используется туннельный эффект, приводящий к появлению на прямой ветви ВАХ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Они используются и в качестве сверхскоростных переключателей. Эти диоды изготавливают арсенида галлия или германия с очень высокой концентрацией примеси – сильнолегированных полупроводников (вырожденных). Ширина обедненного слоя p - n -перехода туннельных диодов из-за большой концентрации примеси очень мала (около 10 нм, т.е. в сотни раз меньше, чем у других диодов). Кроме того, уровни Ферми вырожденных областей находятся в зоне проводимости и валентной зоне. Теория и эксперимент показывают, что при обратных и небольших (около 100...200 мВ) прямых напряжениях появляется дополнительный ток, объясняемый квантовой природой туннельного эффекта. При этом эффекте частица (электрон) способна пройти сквозь потенциальный барьер без изменения своей энергии на свободный энергетический уровень.

При снижении степени легирования одной из областей сильнолегированного p - n -перехода туннельный эффект проявляется слабо и туннельный ток прямой ветви ВАХ становится незначительным.

Диоды, обладающие большим туннельным обратным и малым туннельным прямым токами, называются *обращенными* и используются в схемах переключения в наносекундном и пикосекундном диапазонах, а также для детектирования СВЧ-сигналов.

2.18. Технологии производства полупроводниковых диодов

Одним из распространенных способов получения электронно-дырочных переходов является *вплавление*. Очень широко используется вплавление индия, являющегося акцептором для германия, в германий, имеющий проводимость *n*-типа, или алюминия в кристалл кремния *n*-типа, либо вплавление фосфора или сурьмы в кремний *p*-типа.

Электронно-дырочный переход можно также получить, осуществляя диффузию примесей в исходную пластину полупроводника *p*-типа или *n*-типа (*диффузионный метод*). Диффузия примеси осуществляется в газообразной, жидкой или твердой фазах. Уменьшение емкости электронно-дырочного перехода осуществляют химическим путем – травлявая часть кристалла с одной его стороны и получается так называемая *мезоструктура*. Такой переход, кроме того, имеет значительно лучшее качество внешних границ, чем полученный методом вплавления, а следовательно, лучшие электрические характеристики и параметры.

Малую емкость *p-n*-перехода имеют также и *точечные диоды*. Для изготовления такого перехода электролитически заостренная металлическая игла приваривается к кристаллу полупроводника импульсом тока до 1 А (*метод формовки*). Приконтактная область с противоположным типом электропроводности. Контактную иглу иногда покрывают для улучшения качества перехода полупроводниковым материалом индием. Однако это приводит к некоторому увеличению его площади.

Современным методом создания полупроводниковых приборов из кремния является *планарная технология*, основу которой составляет *метод фотолитографии*. Она включает следующую последовательность операций. На исходной полупроводниковой пластине кремния *n*-типа получают пленку окисла кремния, которую затем покрывают слоем светочувствительного вещества – *фоторезиста*. После этого поверхность через специальную маску (*фотошаблон*) засвечивается ультрафиолетовым светом. Затем слой фо-

фоторезиста проявляется с помощью специальных проявителей. В зависимости от типа фоторезиста его растворимость может либо возрастать (*позитивные фоторезисты*), либо падать (*негативные фоторезисты*). Далее осуществляется травление пленки окисла. Через образовавшееся «окно» осуществляют локальную диффузию примеси в исходную пластину кремния и получают *p-n*-переход.

Для изготовления диодов используют германий, кремний, арсенид галлия, фосфид индия, селен и другие проводниковые материалы.

3. Контрольные вопросы

1. Что такое разрешенные и запрещенные энергетические зоны?
2. Что такое ширина запрещенной зоны?
3. Что такое уровень Ферми?
4. Что такое собственный полупроводник?
5. В чем отличие примесной электропроводности от собственной?
6. Что такое вырожденный и невырожденный полупроводник?
7. Чему равно произведение концентрации электронов и дырок в невырожденном полупроводнике в равновесном состоянии?
8. Что такое время жизни неравновесных носителей?
9. Что такое диффузия и дрейф носителей заряда?
10. Что такое подвижность носителей заряда?
11. Что такое соотношение Эйнштейна?
12. Что такое уравнение диффузии?
13. Что такое диффузионная длина носителей заряда?
14. Что такое электронно-дырочный переход?
15. Какую область *p-n*-перехода называют базовой?
16. Как и почему изменяется высота потенциального барьера *p-n*-перехода с изменением температуры и концентрации примесей в прилегающих к переходу областях?
17. Как можно записать условие электрической нейтральности *p-n*-перехода, и какой физический смысл этого условия?
18. Что такое инжекция и экстракция неосновных носителей заряда?
19. От чего зависит и чем определяется концентрация неосновных носителей заряда на границах *p-n*-перехода?
20. Как изменяется толщина резкого и плавного *p-n*-перехода при изменении приложенного напряжения?
21. Что такое барьерная емкость *p-n*-перехода?

22. Что такое диффузионная емкость p - n -перехода?
23. В чем отличие реального p - n -перехода от идеального?
24. Опишите механизмы пробоя p - n -перехода?
25. Чем отличается ВАХ p - n -перехода с тонкой и толстой базой?
26. Как влияет процесс рекомбинации носителей заряда в p - n -переходе на ВАХ диода?
27. В каких случаях процесс генерации носителей в p - n -переходе влияет на ВАХ диода?
28. Как измениться пробивное напряжение диода при лавинном и при туннельном пробое с увеличением температуры?
29. Почему варикапы должны работать только при приложении к ним обратного постоянного напряжения смещения?
30. Укажите достоинства и недостатки сплавного, точечного и планарного диода?

4. Практическая часть

4.1. Задания и примеры решения

Практическое задание №1

Рассчитать значения концентраций дырок и электронов собственных полупроводников для кремния Si, германия Ge и арсенида галлия GaAs при температуре $T=240^\circ\text{K}$. Основные параметры полупроводников и значения физических постоянных представлены в приложениях.

Пример решения варианта задания №1

Рассмотрим случай для германия Ge и температуры $T = 240 \text{ K}$. Тогда концентрация собственных носителей заряда в полупроводнике n_i согласно формуле (9) равна:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{2kT}\right),$$

где эффективное число состояний, расположенных на границах зоны проводимости N_C равно $1,04 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а эффективное число состояний, расположенных на границах валентной N_V зоны – $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Если ширина запрещенной зоны $\Delta\varepsilon_0$ равна 0,66 эВ Дж, постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ или $8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$, абсолютная температура $T = 240 \text{ K}$, то

$$\begin{aligned}
 n_i &= \sqrt{1,04 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}} \cdot \exp\left(-\frac{0,66 \text{ эВ}}{2 \cdot 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К} \cdot 240 \text{ К}}\right) = \\
 &= 7,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \exp(-15,99) = 7,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot 1,14 \cdot 10^{-7} = \\
 &= 8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.
 \end{aligned}$$

Практическое задание №2

Рассчитать значения основных и неосновных носителей заряда в германии и кремнии в случае добавления акцепторной ($N_A = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и донорной ($N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) примесей в полупроводник, рассмотренный в предыдущем задании.

Пример решения варианта задания №2

Рассмотрим случай использования исходного материала для получения p - n -перехода рассмотренный в предыдущей задаче. Т.е. используем материал германий с концентрацией основных носителей, равной $n_i = 8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Концентрация акцепторной примеси пусть будет равна $N_A = 4 \cdot 10^{16}$, а донорной - $N_D = 2 \cdot 10^{13}$.

Тогда учитывая соотношения $N_A \gg n_i$ ($4 \cdot 10^{16} \gg 8,99 \cdot 10^{11}$) и $N_D \gg n_i$ ($2 \cdot 10^{13} \gg 8,99 \cdot 10^{11}$), на основе формул (20) и (21), можно найти концентрации основных и неосновных носителей заряда в случае добавления акцепторной примеси. Концентрация дырок в p -полупроводнике, основных носителей заряда, будет равна $p_p \approx N_A = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а концентрация электронов в p -полупроводнике

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{(8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3})^2}{4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}} = \frac{8,0884 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-6}}{4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}} = 2,02 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Концентрации электронов в n -полупроводнике n_n , основных носителей заряда в случае добавления донорной примеси, получатся равными $n_n \approx N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. а концентрация дырок p_n в n -полупроводнике, неосновных носителей будет равна

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3})^2}{2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} = \frac{8,0884 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-6}}{2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} = 4,044 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

Если рассчитывать концентрации носителей заряда в полупроводнике n -типа по более точным формулам (18), то можно найти

$$\begin{aligned}
n_n &= \frac{N_D}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_D} \right)^2} \right] = \frac{2 \cdot 10^{13}}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{8,99 \cdot 10^{11}}{2 \cdot 10^{13}} \right)^2} \right] = \\
&= \frac{2 \cdot 10^{13}}{2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 (4,497 \cdot 10^{-2})^2} \right] = \\
&= 10^{13} [1 + \sqrt{1,008}] = 2,004 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \\
p_n &= \frac{2n_i^2}{N_D} \left/ \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{n_i}{N_D} \right)^2} \right] \right. = \\
&= \frac{2 \cdot (8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3})^2}{2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} \left/ \left[1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}}{2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} \right)^2} \right] \right. = \\
&= 4,044 \cdot 10^{10} / 1,004 = 4,036 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.
\end{aligned}$$

Как видно, разница между найденными значениями для концентраций носителей заряда в n -полупроводнике n_n и p_p по формулам (20) и (18) очень мала, т.е. она практически отсутствует.

Практическое задание №3

Рассчитать значения контактной разности потенциалов φ_K и толщины резкого p - n -перехода (гомоперехода) для равновесного состояния для значений концентраций носителей заряда полученных в предыдущем задании.

Пример решения варианта задания №3

Значение контактной разности потенциалов φ_K p - n -перехода можно рассчитать, используя выражение (58) и данные, полученные в предыдущем задании.

Рассчитаем сначала величину теплового потенциала φ_T

$$\varphi_T = \frac{kT}{q} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} \cdot 240 \text{ К}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} = 0,0207 \text{ В}.$$

Величина контактной разности потенциалов φ_K будет равна

$$\begin{aligned}
\varphi_K &= \varphi_T \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) = 0,0207 \text{ В} \cdot \ln \left(\frac{4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}}{(8,99 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3})^2} \right) = \\
&= 0,0207 \cdot \ln(9,891 \cdot 10^5) \text{ В} = 0,0207 \cdot 13,805 \text{ В} = 0,286 \text{ В}.
\end{aligned}$$

Определим толщину p - n -перехода согласно (62).

В случае равновесия $U = 0$. Значения относительной диэлектрической проницаемости для германия Ge $\varepsilon = 16$, электрическая постоянная ε_0 . Тогда толщина перехода будет равна

$$\begin{aligned} l &= \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \varphi_k} = \\ &= \sqrt{\frac{2 \cdot 16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} \frac{4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} + 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}}{4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}} 0,286 \text{ В}} = \\ &= \sqrt{1,77 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{В} \cdot \text{см}} 5,003 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot 0,286 \text{ В}} = \\ &= \sqrt{2,53 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2} = 5,03 \cdot 10^{-4} \text{ см}. \end{aligned}$$

Расчет значения толщины перехода по формуле (62) даст практически такое же значение $l = \sqrt{2,529 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2} = 5,029 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Практическое задание №4

На основе соотношения, отражающего зависимость концентрации собственных носителей заряда полупроводника от ширины запрещенной зоны и температуры, получить выражение для температуры удвоения теплового тока I_0 p - n -перехода для условий предыдущих заданий.

Пример решения варианта задания №4

В соотношении (80) величины n_{p0} и p_{n0} пропорциональны величине n_i^2 , для которой справедлива формула (9). Тогда можно записать следующую зависимость для теплового тока $I_0 \sim n_i^2 \sim \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT}\right)$, на основе которой можно преобразовать формулу (83) следующим образом

$$\frac{I_0(T + \Delta T_{yds})}{I_0(T)} = \frac{\exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{k(T + \Delta T_{yds})}\right)}{\exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT}\right)} = \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT} - \frac{\Delta\varepsilon_0}{k(T + \Delta T_{yds})}\right) =$$

$$= \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_0(T + \Delta T_{y\partial\theta}) - \Delta\varepsilon_0 T}{kT(T + \Delta T_{y\partial\theta})}\right) = \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_0 \Delta T_{y\partial\theta}}{kT(T + \Delta T_{y\partial\theta})}\right) = 2,$$

и получить

$$\frac{\Delta\varepsilon_0 \Delta T_{y\partial\theta}}{kT(T + \Delta T_{y\partial\theta})} = \ln 2.$$

Откуда

$$\Delta\varepsilon_0 \Delta T_{y\partial\theta} - \ln 2 k T \Delta T_{y\partial\theta} = \ln 2 k T^2,$$

и затем

$$\Delta T_{y\partial\theta} = \frac{\ln 2 k T^2}{\Delta\varepsilon_0 - \ln 2 k T}.$$

Подставляя значения в указанное выражение, найдем значение температуры удвоения

$$\Delta T_{y\partial\theta} = \frac{0,693 \cdot 8,65 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К} (240 \text{ К})^2}{0,66 \text{ эВ} - 0,693 \cdot 8,65 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К} \cdot 240 \text{ К}} = \frac{3,434}{0,6457} \text{ К} = 5,32 \text{ К}.$$

Практическое задание №5

Рассчитать во сколько раз увеличится тепловой ток I_0 рассмотренного выше p - n -перехода, при увеличении температуры на ΔT (10 К).

Пример решения варианта задания №5

Выражение для расчета кратности K увеличения теплового тока I_0 при увеличении температуры на величину ΔT можно будет найти на основе подхода рассмотренного выше. И оно будет иметь вид подобный выражению найденному в предыдущей задаче

$$K = \frac{I_0(T + \Delta T)}{I_0(T)} = \frac{\exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{k(T + \Delta T)}\right)}{\exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_0}{kT}\right)} = \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_0 \Delta T}{kT(T + \Delta T)}\right).$$

Подставляя исходные значения в найденное выражение, найдем величину кратности увеличения теплового тока I_0

$$K = \frac{\exp\left(-\frac{0,66\text{эВ}}{8,65 \cdot 10^{-5} \text{эВ/К}(240\text{К} + 10\text{К})}\right)}{\exp\left(-\frac{0,66\text{эВ}}{8,65 \cdot 10^{-5} \text{эВ/К} \cdot 240\text{К}}\right)} = \frac{\exp(-3,07)}{\exp(-3,198)} =$$

$$= \frac{4,658 \cdot 10^{-14}}{1,296 \cdot 10^{-14}} = 3,59.$$

Практическое задание №6

Используя данные и результаты предыдущей задачи определить значение теплового тока I_0 p - n -перехода. Известны площадь поперечного сечения перехода $S = 10^{-3} \text{см}^2$, значения диффузионной длины носителей заряда $L_n = L_p = 1 \text{мм}$, а также значения коэффициентов диффузии неосновных носителей заряда D_n , D_p (см. приложение 1). Найти значение плотности теплового тока j_0 и значение теплового тока I_0 .

Пример решения варианта задания №6

В соответствии с формулой (80) значение плотности теплового тока будет равно

$$j_0 = q \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right).$$

Используя полученные в предыдущих занятиях величины равновесных концентраций неосновных носителей заряда n_{p0} и p_{n0} и значения коэффициентов диффузии $D_n = 100 \text{см}^2/\text{с}$ и $D_p = 45 \text{см}^2/\text{с}$ получим

$$j_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} (100 \text{см}^2/\text{с} \cdot 2,02 \cdot 10^7 \text{см}^{-3} / 0,1 \text{см} +$$

$$+ 45 \text{см}^2/\text{с} \cdot 4,04 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3} / 0,1 \text{см}) = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} (2,022 \cdot 10^{10} \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} +$$

$$+ 1,82 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}) = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1,822 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} =$$

$$= 2,915 \cdot 10^{-6} \text{ А/см}^{-2}.$$

Отсюда значение теплового тока будет равно

$$I_0 = j_0 S = 2,915 \cdot 10^{-6} \text{ А/см}^{-2} \cdot 10^{-3} \text{см}^2 = 2,915 \cdot 10^{-9} \text{ А}.$$

Практическое задание №7

Используя данные и результаты предыдущей задачи определить значение барьерной емкости p - n -перехода для равновесного состояния.

Пример решения варианта задания №7

Учитывая, что длина перехода для равновесного состояния уже определена, то значение барьерной емкости C_ϕ можно найти по формуле (92)

$$C_\phi = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{l} = \frac{16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}^{-1} \cdot 10^{-3} \text{ см}^2}{5,03 \cdot 10^{-4} \text{ см}} = 2,82 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}.$$

Практическое задание №8

Для p - n -перехода рассмотренного в предыдущих заданиях рассчитать значения статического и дифференциального сопротивления идеального p - n -перехода для случаев, когда к нему приложено прямое и обратное напряжения со значениями равными 0,25 В.

Пример решения варианта задания №8

Для определения статического сопротивления R_{ct} воспользуемся формулой (79) для нахождения значения тока I протекающего через p - n -переход.

Для прямого напряжения ток будет равен

$$I_{np} = I_0 [\exp(U/\phi_T) - 1] = 2,915 \cdot 10^{-9} \cdot [\exp(0,25 \text{ В}/0,0207 \text{ В}) - 1] = 2,915 \cdot 10^{-9} \cdot 1,76 \cdot 10^6 \text{ А} = 5,13 \cdot 10^{-4} \text{ А}.$$

Ему будет соответствовать статическое сопротивление

$$R_{ct np} = \frac{U}{I} = \frac{0,25 \text{ В}}{5,13 \cdot 10^{-4} \text{ А}} = 487,7 \text{ Ом}.$$

Для обратного напряжения ток будет равен

$$I_{обр} = I_0 [\exp(U/\phi_T) - 1] = 2,91505 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot [\exp(-0,25 \text{ В}/0,0207 \text{ В}) - 1] = -2,91503 \cdot 10^{-9} \text{ А},$$

а значение статического сопротивления

$$R_{ct обр} = \frac{U}{I} = \frac{-0,3 \text{ В}}{-2,92 \cdot 10^{-9} \text{ А}} = 8,57 \cdot 10^7 \text{ Ом}.$$

Для определения дифференциального сопротивления $R_{диф}$ воспользуемся формулой (88). Тогда для прямого напряжения оно будет равно

$$R_{дифпр} = \frac{\Phi_T}{I_{пр} + I_0} = \frac{0,0207 \text{ В}}{5,13 \cdot 10^{-2} \text{ А} + 2,92 \cdot 10^{-9} \text{ А}} = 40,4 \text{ Ом}.$$

Для обратного напряжения –

$$R_{дифобр} = \frac{\Phi_T}{I_{обр} + I_0} = \frac{0,0207 \text{ В}}{1,66 \cdot 10^{-14} \text{ А}} = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ Ом}.$$

4.2. Дополнительные задания

Дополнительное задание №1

В полупроводниковом кристалле под действием света образуется равномерно распределенная избыточная концентрация носителей заряда Δn . Равновесная концентрация неосновных носителей заряда составляет $2,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, а начальная скорость уменьшения концентрации равна $2,8 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1}$. Определить: а) время жизни неосновных носителей заряда; б) значение Δn через 2 мс после выключения источника света.

Дополнительное задание №2

Удельное сопротивление p -области германиевого p - n -перехода $\rho_p = 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а удельное сопротивление n -области $\rho_n = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Вычислить контактную разность потенциалов при $T = 300 \text{ К}$.

Дополнительное задание №3

Германиевый сплавной p - n -переход имеет значение теплового тока $I_0 = 1 \text{ мА}$, а кремниевый с такими же размерами – $I_0 = 10^{-8} \text{ А}$. Вычислите и сравните прямые напряжения на переходах при $T = 293 \text{ К}$, если через каждый переход протекает ток 100 мА .

Дополнительное задание №4

Резкий германиевый p - n -переход имеет площадь поперечного сечения тепловой ток $S = 1 \text{ мм}^2$. Область p сильно легирована, так что ее удельная проводимость в несколько раз больше удельной проводимости n -области. Удельное сопротивление n -области равно $5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а время жизни носителей заряда – $\tau_p = 50 \text{ мкс}$. Определить:

а) тепловой ток I_0 ; б) прямое напряжение, при котором ток равен 1 мА.

Дополнительное задание №5

Для идеального p - n -перехода определить: а) при каком напряжении обратный ток будет достигать 90% от теплового тока при $T=300$ К; б) отношение тока при прямом напряжении, равном 0,05 В, к току при том же значении обратного напряжения.

Дополнительное задание №6

При изменении прямого напряжения на 0,1 В прямой ток германиевого диода изменяется на 10 мА, а при изменении обратного напряжения на 10 В обратный ток изменяется на 40 мкА. Для данных условий рассчитать оценочные значения дифференциального сопротивления диода при прямом и обратном напряжениях.

Дополнительное задание №7

Барьерная емкость диода равна 200 пФ при обратном напряжении 2 В. Какое требуется обратное напряжение, чтобы уменьшить емкость в два раза, если контактная разность потенциалов равна 0,8 В.

Дополнительное задание №8

Прямой ток кремниевого диода равен 1 мА. Чему равна диффузионная длина инжектированных носителей заряда, если диффузионная емкость 1 мкФ. Считать, что концентрация примеси в p -области много больше концентрации примеси в n -области, уровень инжекции мал и толщина базы существенно больше диффузионной длины носителей заряда.

4.3. Ответы к решениям дополнительных заданий

1. а) 89 мкс; б) $4,4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$.
2. 0,22 В.
3. Для Ge – 288 мВ, для Si – 407 мВ.
4. а) 3,1 мкА; б) 0,15 В.
5. а) – 0,06 В; б) 7.
6. $R_{\text{дифпр}} = 10 \text{ Ом}$; $R_{\text{дифобр}} = 250 \text{ кОм}$.
7. 44,1 В.
8. 0,36 мм.

Список литературы

1. Антипов Б.Л., Сорокин В.С., Терехов В.А. Материалы электронной техники: Задачи и вопросы. Учебн. пособие для вузов по специальностям электронной техники / Под ред. В.А.Терехова. 2-е изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2001. – 208 с.
2. Бобровский Ю.Л., Корнилов С.А., Кратиров И.А. и др. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учебное пособие для вузов /Под ред. проф. Н.Д.Федорова. – М.: Радио и связь, 1998. – 560 с.
3. Валенко В.С. Полупроводниковые приборы и основы схемотехники электронных устройств /Под ред. А.А.Ровдо. – М.: Издательский дом «Додека-XXI», 2001. – 368 с.
4. Голомедов А.В. Полупроводниковые приборы. Диоды выпрямительные, стабилитроны, тиристоры: Справочник. – М.: КубК – а, 1996. – 592с.
5. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника и микропроцессорная техника. – М.: Высшая школа, 2004. – 790 с.
6. Лабунцов В.А. Полупроводниковые приборы – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 576 с.
7. Опадчий Ю.Ф., Глудкин О.П., Гуров И.А. Аналоговая и цифровая электроника (полный курс): Учебник для вузов /Под ред. О.П.Глудкина – М.: Горячая Линия – Телеком, 1999. – 768 с.
8. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. 5-е изд., исправленное. – СПб.: Издательство «Лань», 2001. – 480 с.
9. Полупроводниковые приборы: диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы. Справочник /Ред. Н.Н.Горюнов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 744 с.
10. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Твердотельная электроника: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ имени Н.Э.Баумана, 2003. – 480 с.
11. Терехов В.А. Задачник по электронным приборам: Учебное пособие. 3-е изд., перераб. и доп. – СПб.: Издательство «Лань», 2003. – 280 с.
12. Федоров Н.Д., Федоров Д.Н. Толковый словарь по электронике. – М.: Радио и связь, 2001. – 240 с.
13. Электроника: Энциклопедический словарь /Ред. В.Г.Колесников. – М.: Советская энциклопедия, 1991. – 688 с.

Приложение 1

Основные электрофизические параметры германия, кремния и арсенида галлия (при температуре 300 К)

Название параметра, единица измерения	Значения параметра для		
	Германия	Кремния	Арсенида галлия
Число атомов в 1 см ³	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5,0 \cdot 10^{22}$	$4,42 \cdot 10^{22}$
Атомный вес	72,60	28,09	144,63
Плотность, г/см ³	5,327	2,328	5,32
Относительная диэлектрическая проницаемость	16	11,9	13,1
Электрическая напряженность поля пробоя, В/см	10^5	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
Ширина запрещенной зоны, эВ	0,66	1,12	1,424
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см ⁻³	$1,04 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см ⁻³	$6 \cdot 10^{18}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{17}$
Собственная концентрация носителей, см ⁻³	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,45 \cdot 10^{10}$	$1,79 \cdot 10^6$
Собственное удельное сопротивление, Ом·см	47	$2,3 \cdot 10^5$	10^8
Температура плавления, °С	937	1415	1238
Подвижность, см ² /(В·с): электронов дырок	3900 1900	1500 450	8500 400
Коэффициент диффузии, см ² /с: электронов дырок	100 45	36 13	290 12
Дрейфовая скорость насыщения, см/с: электронов дырок	$6 \cdot 10^6$ $6 \cdot 10^6$	10^7 $8 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$ -

Приложение 2

Физические постоянные

Название	Значение, ед. изм.
Постоянная Больцмана	$k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К $8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
Постоянная Планка	$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Редуцированная постоянная Планка	$\hbar = h / 2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Заряд электрона	$q=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона	$m_0=0,91 \cdot 10^{-30}$ кг
Масса протона	$M=1,67 \cdot 10^{-27}$ кг
Скорость света в вакууме	$c=3 \cdot 10^{10}$ см/с
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см
Магнитная постоянная	$\mu_0=1,36 \cdot 10^{-8}$ Гн/см
Электрон-вольт	$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж
Температурный потенциал ($T= 300$ К)	$\varphi_T = kT/q = 0,026$ В
Длина волны фотона с энергией 1 эВ	$\lambda = 1,24$ мкм

Приложение 3

Варианты исходных данных для индивидуальных заданий

№	Материал	$T, ^\circ\text{K}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	$N_D, \text{см}^{-3}$	$\Delta T, \text{K}$	$S, \text{см}^2$	$U_{np}, \text{В}$	$U_{обр}, \text{В}$
1	Ge	240	10^{16}	10^{13}	10	10^{-3}	0,25	-0,25
2	Si	255	$5 \cdot 10^{14}$	10^{12}	10	10^{-1}	0,3	-0,1
3	Ge	245	10^{13}	$5 \cdot 10^{15}$	10	10^{-2}	0,3	-0,2
4	Si	260	10^{13}	10^{15}	20	10^{-1}	0,5	-0,05
5	Ge	250	10^{17}	10^{15}	20	$2 \cdot 10^{-3}$	0,25	-0,1
6	Si	265	10^{10}	10^{12}	20	10^{-1}	0,5	-0,05
7	Ge	255	10^{18}	10^{15}	15	10^{-3}	0,25	-0,1
8	Si	270	10^{10}	$5 \cdot 10^{12}$	15	10^{-3}	0,5	-0,05
9	Ge	260	10^{14}	10^{16}	15	10^{-3}	0,5	-0,1
10	Si	275	10^{11}	10^{13}	10	$5 \cdot 10^{-2}$	0,5	-0,1
11	Ge	265	10^{16}	10^{18}	10	$2 \cdot 10^{-3}$	0,25	-0,25
12	Si	280	10^{12}	$5 \cdot 10^9$	10	10^{-1}	0,25	-0,05
13	Ge	270	10^{18}	10^{16}	20	10^{-2}	0,25	-0,25
14	Si	285	10^{15}	10^{12}	20	10^{-2}	0,25	-0,25
15	Ge	275	10^{16}	10^{18}	20	10^{-2}	0,5	-0,15
16	Si	290	10^{12}	$5 \cdot 10^{14}$	15	$5 \cdot 10^{-2}$	0,5	-0,1
17	Ge	280	10^{18}	10^{16}	15	$2 \cdot 10^{-3}$	0,25	-0,25
18	Si	295	10^{15}	10^{12}	15	$2 \cdot 10^{-3}$	0,25	-0,25
19	Ge	285	10^{15}	10^{18}	10	10^{-3}	0,25	-0,25
20	Si	300	10^{13}	10^{15}	10	10^{-2}	0,5	-0,1
21	Ge	290	10^{15}	10^{18}	10	10^{-3}	0,25	-0,25
22	Si	305	10^{13}	10^{15}	20	$2 \cdot 10^{-2}$	0,5	-0,15
23	Ge	295	10^{18}	10^{16}	20	$2 \cdot 10^{-2}$	0,25	-0,25
24	Si	310	10^{15}	10^{12}	20	$2 \cdot 10^{-2}$	0,25	-0,25
25	Ge	300	10^{15}	10^{18}	15	10^{-2}	0,25	-0,25
26	Si	315	10^{13}	10^{11}	15	$5 \cdot 10^{-2}$	0,25	-0,25
27	Ge	305	10^{15}	10^{17}	15	10^{-2}	0,25	-0,25
28	Si	320	10^{13}	10^{15}	20	10^{-2}	0,5	-0,1
29	Ge	310	10^{15}	10^{17}	5	$2 \cdot 10^{-3}$	0,25	-0,25
30	Si	300	10^{10}	10^{13}	10	10^{-1}	0,5	-0,1

