

КГЭУ

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Казанский государственный энергетический университет»

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Учебно-методическое пособие

Казань

2022

УДК 621.382
ББК 32.853.1
Ф50

Ф50 Физические явления в полупроводниках : учебно-методическое пособие / составители: А. А. Потапов, А. М. Синицин, Р. Р. Зайнуллин [и др.]. – Казань : КГЭУ, 2022. – 74 с.

Содержит теоретический материал, способствующий более глубокому изучению и освоению разделов дисциплины «Физические явления в полупроводниках», а также методические указания по выполнению и оформлению контрольной работы.

Практикум предназначен для обучающихся по образовательной программе направления подготовки 11.03.04 Электроника и наноэлектроника, направленность (профиль) «Промышленная электроника».

УДК 621.382
ББК 32.853.1

ВВЕДЕНИЕ

Электроника представляет собой бурно развивающуюся отрасль науки и техники. Она изучает физические основы и практическое применение различных электронных приборов. Современный научно-технический прогресс в электронике неразрывно связан с разработкой и освоением новых материалов. Именно они стали ключевым звеном, определяющим успех многих инженерных решений при создании сложнейшей электронной аппаратуры.

Современная электроника не может обойтись без приборов, созданных на основе полупроводниковых материалов, в основе функционирования которых лежат физические явления, протекающие в полупроводниках. Таким образом, получение знаний о закономерностях поведения материалов в различных условиях эксплуатации является необходимым условием подготовки будущих специалистов.

Цель издания данного учебно-методического пособия – оказание помощи обучающимся при выполнении контрольной работы по дисциплине «Физические явления в полупроводниках», направленной на формирование способности использовать положения, законы и методы естественных наук и математики для решения задач инженерной деятельности.

Рекомендуется следующий порядок работы с пособием. Во-первых, необходимо изучить изложенный здесь теоретический материал, который помогает подготовиться не только к выполнению контрольной работы, но и к ее защите. Далее необходимо приступить к разбору приведенных здесь же примеров решения типовых задач и ознакомиться с требованиями, предъявляемыми к оформлению контрольной работы. И в конечном итоге перейти непосредственно к выполнению контрольной работы. Обязательные требования к контрольной работе включают общую и специальную грамотность изложения, а также аккуратность оформления.

В ходе защиты контрольной работы преподаватель может сделать замечания и задать дополнительные вопросы. Ответы на дополнительные вопросы, включая связанные с ними расчёты, выполняются на отдельных листах, которые прикладываются к выполненной контрольной работе, при этом в тексте на этот материал дается сноска. Все листы с замечаниями преподавателя сохраняются. После защиты контрольная работа хранится на кафедре.

В результате выполнения контрольной работы обучающийся должен:

знать:

– физическую сущность процессов и явлений, протекающих в проводниковых, полупроводниковых, диэлектрических и магнитных материалах в различных условиях эксплуатации;

– методы расчета основных параметров элементов электронной техники;

– технические требования, предъявляемые к изготавливаемым изделиям микроэлектроники;

уметь:

– пользоваться различными законами и закономерностями для объяснения физических принципов функционирования электронных приборов;

– выбирать и использовать для расчета параметров исследуемого материала конкретные методы, сравнивать результаты расчета, полученные различными методами;

– измерять основные параметры проводящих, полупроводниковых, диэлектрических и магнитных материалов;

владеть:

– навыками исследований физических явлений в материалах и процессов в приборах и устройствах электронной техники;

– навыком выбора средств контроля технологических требований, предъявляемых к изделиям микроэлектроники.

1. ОБЩИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

1.1. Электронный транспорт в полупроводниках.

Зонная структура полупроводников

Образование энергетических зон в твердых телах происходит при сближении отдельных атомов на очень близкое расстояние. В результате взаимодействия близко расположенных атомов электронные уровни занимают положения с различными энергиями. Вместо одного уровня образуется целый набор энергетических уровней, отличающихся небольшим значением энергии. Этот набор уровней называют энергетической зоной. Энергетические зоны могут перекрываться (например, в металлах), а могут быть разделены запрещенной зоной (например, в полупроводниках и диэлектриках). Расположение энергетических уровней и зон обычно представляют на энергетической диаграмме, на оси абсцисс которой откладывается пространственная координата, а по оси ординат – энергия электронов. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника (т. е. полупроводника без каких-либо примесей) представлена на рис. 1. Самая верхняя зона, занятая валентными электронами, называется валентной зоной. Следующая за ней разрешенная зона называется зоной проводимости, поскольку электроны, находящиеся в этой зоне, обуславливают электрическую проводимость полупроводника. Самый верхний энергетический уровень в валентной зоне называется потолком валентной зоны ϵ_v , а самый нижний уровень зоны проводимости – дном зоны проводимости ϵ_c . В полупроводниках при температуре абсолютного нуля все уровни валентной зоны заняты электронами, а в зоне проводимости находятся полностью свободные уровни [1].

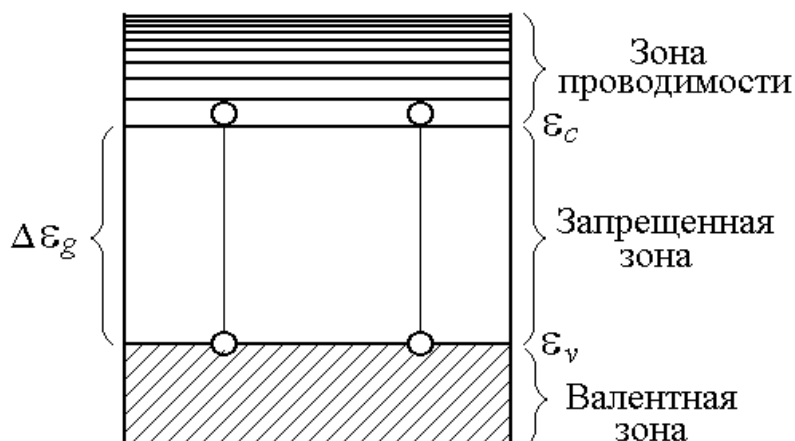


Рис. 1. Структура энергетических зон для собственного полупроводника

При температуре выше абсолютного нуля тепловое возбуждение приводит к перебросу части электронов из валентной зоны через запрещенную зону на дно зоны проводимости. По этой причине отсутствие электрона в валентной зоне приводит к появлению положительного заряда в химической ковалентной связи, который характеризуется как положительно заряженная квазичастица – дырка. Следовательно, носителями зарядов в полупроводниках являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Движение дырок можно представить как совокупное перемещение электронов валентной зоны.

Процесс образования свободных электронов и дырок под воздействием тепла называют тепловой генерацией. Она характеризуется скоростью генерации G , определяющей количество пар носителей заряда, генерируемых в единицу времени. Помимо тепловой возможна генерация под воздействием света или каких-либо других энергетических воздействий. Возникшие в результате генерации носители заряда находятся в состоянии хаотического движения. Двигаясь хаотически, электроны могут занимать вакантные места в ковалентных связях. Это явление называют рекомбинацией и характеризуют скоростью рекомбинации R , определяющей количество пар носителей заряда, исчезающих в единицу времени.

В равновесном состоянии генерация и рекомбинация протекают с одинаковой скоростью ($R = G$), поэтому в беспримесном полупроводнике устанавливается собственная концентрация электронов, обозначаемая n_i , и собственная концентрация дырок, обозначаемая p_i . Индекс i происходит от англ. *intrinsic* – собственный. Поскольку электроны и дырки генерируются попарно, то в собственном полупроводнике выполняется условие $n_i = p_i$. Скорость тепловой генерации обратно пропорциональна ширине запрещенной зоны $\Delta\varepsilon_g$ и прямо пропорциональна температуре T . Поэтому чем шире запрещенная зона, тем меньше концентрация собственных носителей заряда.

Энергетический уровень, вероятность нахождения электронов на котором равна $\frac{1}{2}$, называется уровнем Ферми (ε_F). В собственных полупроводниках уровень Ферми располагается вблизи середины запрещенной зоны (ε_i).

Для описания электрических свойств необходимо ввести такие понятия, как скорость, энергия и эффективная масса свободных носителей.

На электрон, находящийся внутри кристалла, действует сила периодического электрического поля решетки, а также внешняя сила, вызванная приложением к кристаллу электрического поля. Под действием

этих сил электрон начинает двигаться со скоростью, соответствующей групповой скорости электронной волны Де Бройля:

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dq} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dq}, \quad (1)$$

так как частота волн Де Бройля $\omega = \varepsilon/\hbar$, а волновой вектор $q = 2\pi/\lambda$.

Так как ускорение является первой производной скорости по времени, то ускорение движения электрона можно представить в виде:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{dq}{dt} \frac{d^2\varepsilon}{dq^2}. \quad (2)$$

С другой стороны:

$$a = F/m^x. \quad (3)$$

Здесь F – сила воздействия на электрон с эффективной массой m^x :

$$F = \frac{dP}{dt} = \hbar \frac{dq}{dt}, \quad (4)$$

где $P = \hbar q$ – квазиимпульс. Приравняв выражения для ускорения (2) и (3), выразим эффективную массу электрона:

$$m_n^x = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon/dq^2}. \quad (5)$$

Введение понятия «эффективная масса» позволяет рассматривать движение электрона как свободной частицы с массой m^x под действием только сторонних сил [3].

Эффективная масса дырки m_p^x определяется так же, как и эффективная масса электрона:

$$m_p^x = -\frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon/dq^2}. \quad (6)$$

Состояние электрона и дырки в полупроводнике характеризуется величиной квазиимпульса P и номером разрешенной зоны. Энергетический спектр квазичастиц – электронов и дырок – описывается уравнением, определяющим зависимость энергии от квазиимпульса:

$$\varepsilon(P) = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}. \quad (7)$$

Для электронов и дырок эти зависимости при малых значениях волнового вектора q имеют вид парабол (рис. 2): верхняя парабола соответствует энергии электронов в зоне проводимости, а нижняя – дыркам в валентной зоне.

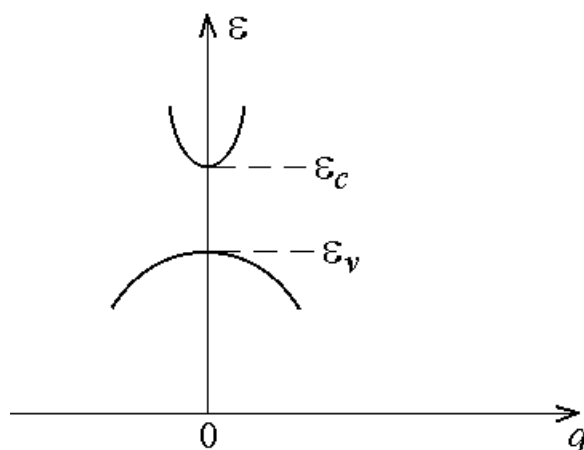


Рис. 2. Структура энергетических зон в пространстве волновых векторов

У некоторых полупроводников, например у GaAs , минимум $\varepsilon(q)$ находится при $q = 0$, т.е. в центре зоны Бриллюэна. Для других полупроводников, например Si , минимум функции $\varepsilon(q)$ находится не в центре зоны Бриллюэна, а при $q \neq 0$. В этом случае существует несколько минимумов $\varepsilon(q)$, расположенных в симметричных точках зоны Бриллюэна. Характер зависимости $\varepsilon(q)$ при этом определяется конкретным типом кристалла и направлением движения электрона. Например, зоны проводимости для GaAs имеют несколько минимумов – долин (рис. 3). Это так называемые многодолинные полупроводники. В многодолинных полупроводниках ширина запрещенной зоны определяется как энергия между наименьшим минимумом зоны проводимости и максимумом валентной зоны [2].

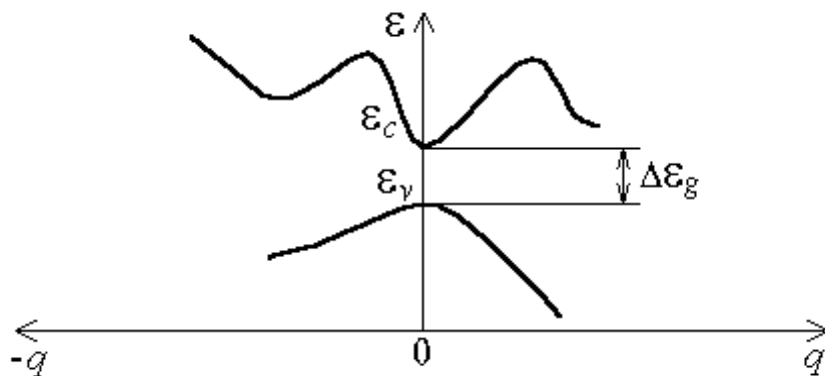


Рис. 3. Структура энергетических зон многодолинного полупроводника

Ширина запрещенной зоны в полупроводниках хоть и слабо, но меняется с изменением температуры. Это происходит по двум причинам: из-за изменения амплитуды тепловых колебаний атомов решетки, которое ведет к уменьшению $\Delta\varepsilon_g$ с ростом температуры; из-за изменения межатомных расстояний, т. е. объема тела, благодаря чему $\Delta\varepsilon_g$ может как уменьшаться, так и увеличиваться. Как показывают экспериментальные результаты, ширина запрещенной зоны большинства полупроводников уменьшается с ростом температуры. Температурные зависимости для наиболее распространенных полупроводников Ge, Si и GaAs приведены на рис. 4.

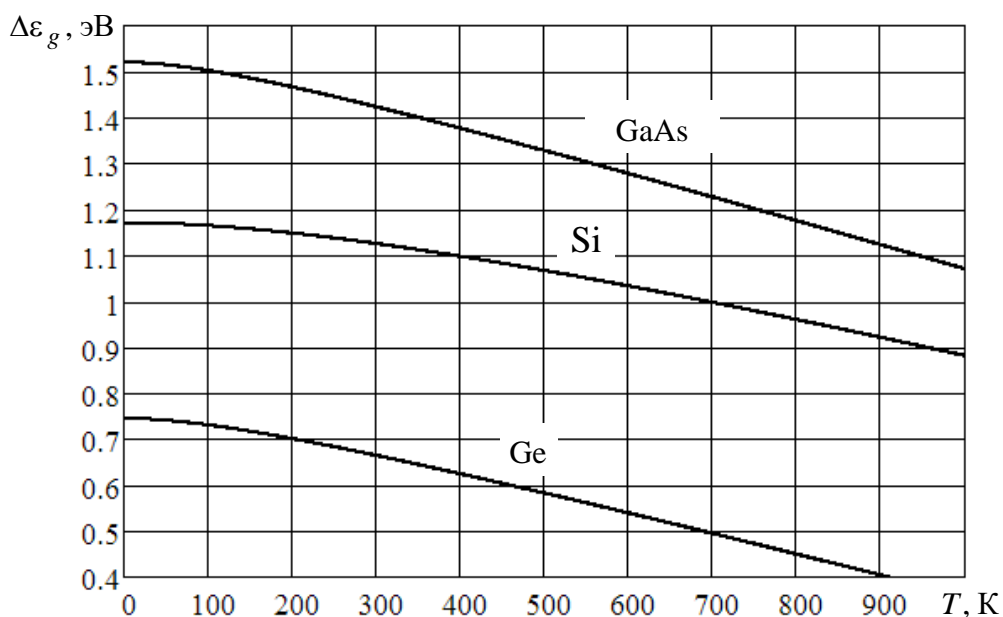


Рис. 4. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны

Зависимость $\Delta\varepsilon_g = f(T)$ в этих полупроводниках может быть аппроксимирована универсальной функцией, используя которую можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника при любой температуре:

$$\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{g0} - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)}. \quad (8)$$

Числовые значения параметров $\Delta\varepsilon_{g0}$, α и β определяются по экспериментальным зависимостям [5].

1.2. Концентрация подвижных носителей заряда в собственном полупроводнике

Повышение температуры вызывает увеличение колебаний атомов в кристаллической решетке, в результате чего связи между атомами могут разрываться. Это приводит к образованию пары: электрон – дырка. Процесс образования подвижных носителей заряда называется генерацией. Если электрон заполнит свободную вакансию – дырку, то произойдет исчезновение пары свободных носителей. Такой процесс называется рекомбинацией.

Полупроводники, не содержащие примесных атомов, называются собственными. В них электроны, находящиеся у потолка валентной зоны, под действием тепловой энергии могут переходить в зону проводимости. При установившейся температуре полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия, при котором среднее число актов генерации за единицу времени будет равно среднему числу актов рекомбинации [4].

В единичном объеме конкретного полупроводника при данной температуре находится определенное количество свободных носителей (электронов и дырок), которое называется концентрацией. Для нахождения концентрации носителей необходимо учесть число имеющихся в разрешенной зоне (зона проводимости для электронов и валентная зона для дырок) свободных энергетических уровней $N(\varepsilon)$, принимая во внимание принцип запрета Паули.

В теории твердого тела показано, что плотность энергетических уровней N (плотность состояний), приходящихся на единичный интервал энергии, зависит от энергии (рис. 5, а):

$$N_c(\varepsilon) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_c}, \quad (9)$$

$$N_v(\varepsilon) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_v - \varepsilon}. \quad (10)$$

В системах частиц, описываемых антисимметричными волновыми функциями, осуществляется распределение Ферми – Дирака. Этой статистикой описывается поведение систем фермионов (электронов, протонов, нейтронов) – частиц, подчиняющихся принципу Паули и имеющих полуцелый спин ($\pm 1/2$). Вероятность заполнения разрешенных уровней определяется функцией Ферми – Дирака (рис. 5, б), содержащей в качестве параметров состояния температуру и энергию уровня Ферми:

$$f_n(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right) \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$f_p(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (12)$$

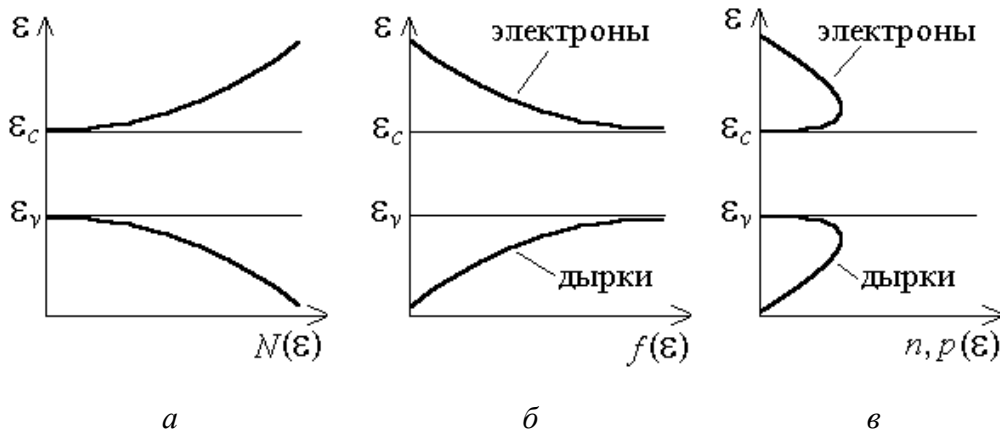


Рис. 5. Зависимости плотности энергетических состояний (а), вероятностей заполнения уровней свободными носителями (б) и концентраций свободных носителей (в) от энергии в беспримесном полупроводнике

Если число электронов (или дырок), приходящихся на любой энергетический интервал, меньше числа возможных состояний, то такой полупроводник называется невырожденным. Невырожденными полупроводниками являются нелегированные (беспримесные) и слабо легированные

полупроводники. Полупроводники становятся вырожденными при высоких концентрациях примесей, когда число подвижных носителей превышает число возможных состояний. В невырожденных полупроводниках электроны и дырки имеют энергию, значительно отличающуюся от энергии Ферми. Разность $\varepsilon - \varepsilon_F$, как правило, более чем в три раза превышает значение kT . Поэтому единицей в знаменателях формул (11) и (12) можно пренебречь. Тогда вероятность заполнения энергетических уровней в зоне проводимости будет распределением Максвелла – Больцмана классической статистики:

$$f_n(\varepsilon) \approx \exp\left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right), \quad (13)$$

а вероятность возникновения дырки будет равна:

$$f_p(\varepsilon) \approx \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{kT}\right). \quad (14)$$

Энергетическая плотность электронов и дырок равна:

$$n(\varepsilon) = N_c(\varepsilon)f_n(\varepsilon), \quad (15)$$

$$p(\varepsilon) = N_v(\varepsilon)f_p(\varepsilon). \quad (16)$$

Для определения концентрации электронов и дырок в полупроводнике надо проинтегрировать выражения (15) и (16) для энергетической плотности электронов и дырок по энергии:

$$n = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} N_c(\varepsilon)f_n(\varepsilon)d\varepsilon = N_c \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_F}{kT}\right), \quad (17)$$

$$p = \int_0^{\varepsilon_v} N_v(\varepsilon)f_p(\varepsilon)d\varepsilon = N_v \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_v}{kT}\right), \quad (18)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, а N_v – эффективная плотность состояний в валентной зоне [6]:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (19)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (20)$$

В собственном полупроводнике $n_i = p_i$, следовательно:

$$N_c \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_F}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_v}{kT}\right). \quad (21)$$

Логарифмируя и решая относительно ε_F , получим:

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (22)$$

Величина $\frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$ значительно меньше, чем $\frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2}$, поэтому уровень

Ферми в собственном полупроводнике расположен приблизительно посередине запрещенной зоны.

Для собственного полупроводника концентрации электронов и дырок должны быть одинаковыми. Причем, как следует из графика распределения концентраций носителей по энергиям (см. рис. 5, в), большинство свободных электронов сконцентрировано вблизи дна зоны проводимости, а дырки расположены вблизи потолка валентной зоны:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_g}{2KT}\right)}, \quad (23)$$

где n_i – концентрация подвижных носителей в собственном полупроводнике.

Следовательно, концентрация собственных носителей зависит от ширины запрещенной зоны и температуры. Из выражения (22) следует, что уровень Ферми одинаков во всех частях равновесной системы, какой бы разнородной она ни была.

При перемножении выражений (17) и (18) получается:

$$n_0 p_0 = N_v N_c \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_g}{2KT}\right). \quad (24)$$

Это выражение называется законом действующих масс, характеризующим независимость произведения концентраций электронов и дырок от концентраций примесей.

Из выражения (23) следует, что собственная концентрация носителей экспоненциально зависит от температуры, причем чем шире запрещенная зона, тем большую энергию должен получить электрон для перехода из валентной зоны в зону проводимости, а значит концентрация свободных носителей заряда будет меньше.

1.3. Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках

Для контролируемого изменения концентрации свободных электронов и дырок используют легирование чистых полупроводников, т. е. введение примесных ионов определенного сорта и количества. Для создания большего количества электронов применяют примеси, ионы которых содержат большее число валентных электронов, чем основной материал (донорная примесь). Наоборот, для создания большего количества дырок используют примеси, ионы которых содержат меньшее количество электронов, чем ионы основного материала (акцепторная примесь) [7].

Так, в наиболее популярных полупроводниковых материалах германии (Ge) и кремнии (Si) каждый атом содержит в незаполненной внешней оболочке четыре валентных электрона. Их легирование атомами, содержащими пять валентных электронов, например фосфором или мышьяком, приводит к образованию «лишних» электронов, слабосвязанных с решеткой. Наоборот, легирование Ge и Si атомами, имеющими три валентных электрона (бор, алюминий), создает недостаток электронов в решетке.

При легировании полупроводника инородными атомами возникают близко расположенные ко дну зоны проводимости донорные уровни и близко расположенные к потолку валентной зоны акцепторные уровни (рис. б).

Энергия ионизации для примесных уровней значительно меньше, чем для основных атомов. Поэтому свободные электроны и дырки образуются в основном за счет ионизации примесных атомов. Полупроводник называется примесным, если концентрации донорных или акцепторных атомов значительно превышают концентрацию собственных носителей. Главное свойство примесного полупроводника состоит в том, что концентрации электронов и дырок в нем резко отличаются друг от друга. Полупроводник, в котором преобладают электроны, называется полупроводником *n*-типа, а полупроводник с преобладанием дырок называется полупроводником *p*-типа.

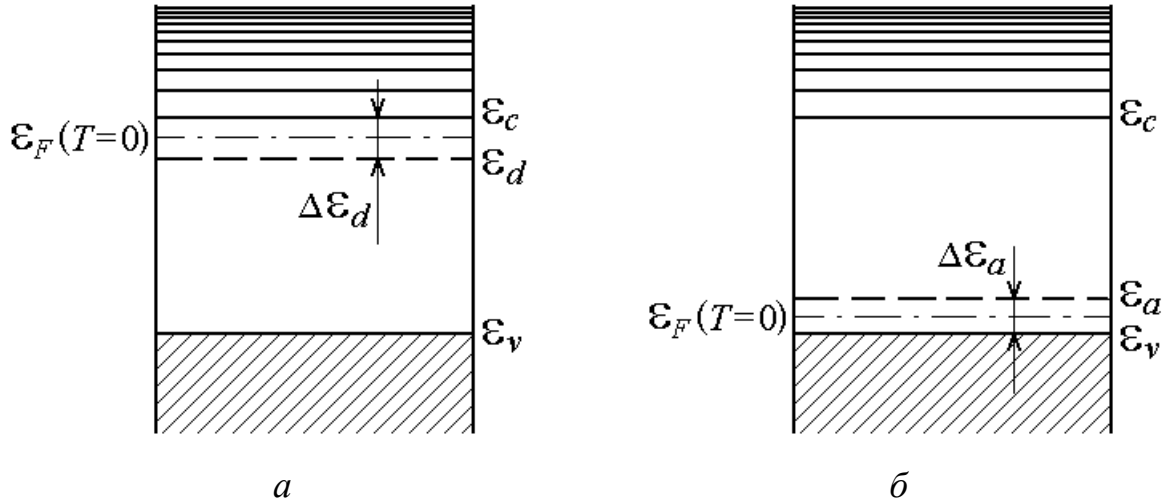


Рис. 6. Структура энергетических уровней примесных полупроводников *n*-типа (а) и *p*-типа (б)

В первом случае в полупроводнике преобладают донорные примеси, а во втором – акцепторные примеси. При комнатных температурах все примесные атомы ионизированы, что называется эффектом истощения примесных уровней. При понижении температуры атомы ионизируются лишь частично – это называется эффектом вымораживания носителей [5].

Положение уровня Ферми в примесном полупроводнике зависит в основном от вида примесных атомов – доноров или акцепторов. В полупроводнике *n*-типа большее количество электронов переходит в зону проводимости с уровней доноров; при этом дырки в валентной зоне практически не возникают. В этом случае уровень Ферми смещается в сторону дна зоны проводимости, а его энергия определяется как:

$$\varepsilon_{F_n} = \varepsilon_c - KT \ln \frac{N_c}{N_d}, \quad (25)$$

где N_d – концентрация доноров.

Соответственно для полупроводника *p*-типа уровень Ферми смещается в сторону валентной зоны:

$$\varepsilon_{F_p} = \varepsilon_v + KT \ln \frac{N_v}{N_a}, \quad (26)$$

где N_a – концентрация акцепторов [3].

Концентрация равновесных носителей заряда зависит от положения уровня Ферми. В электронном полупроводнике концентрация электронов в основном обусловлена переходом электронов с энергетических уровней доноров ε_d на энергетические уровни зоны проводимости. Поэтому концентрация n_n должна быть равна концентрации ионизированных доноров:

$$n_n = N_d [1 - f(\varepsilon_d)], \quad (27)$$

где $[1 - f(\varepsilon_d)]$ – вероятность отсутствия электрона на уровне ε_d , следовательно:

$$n_n = N_d \exp\left(\frac{\varepsilon_d - \varepsilon_F}{kT}\right). \quad (28)$$

После приравнивания правых частей уравнений (17) и (28) запишем:

$$N_c \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_F}{kT}\right) = N_d \exp\left(\frac{\varepsilon_d - \varepsilon_F}{kT}\right). \quad (29)$$

Решая это равенство относительно ε_F , получим выражение:

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_c}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}. \quad (30)$$

Из полученного выражения следует, что положение уровня Ферми зависит от температуры и концентрации примеси:

$$n_n = n_i \exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_i}{kT}\right), \quad (31)$$

$$p_n = n_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_i}{kT}\right). \quad (32)$$

После умножения полученных соотношений друг на друга имеем:

$$n_n p_n = n_i^2. \quad (33)$$

Таким образом, при любой концентрации примесей произведение концентраций электронов и дырок остается постоянной величиной.

В дырочном полупроводнике концентрация дырок в основном обусловлена переходом электронов с энергетических уровней валентной зоны на энергетический уровень акцепторов. Поэтому концентрация дырок должна быть равна концентрации ионизированных примесей:

$$p_p = N_a \exp\left(-\frac{\varepsilon_a - \varepsilon_F}{kT}\right) = n_i \exp\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{kT}, \quad (34)$$

$$n_p = n_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{kT}\right). \quad (35)$$

В зависимости концентрации подвижных носителей от температуры (рис. 7) можно выделить три характерных участка. В области достаточно низких температур концентрация носителей изменяется в основном за счет переходов электронов с донорного уровня в зону проводимости или за счет переходов электронов из валентной зоны на акцепторный уровень с образованием свободных дырок. Это область вымораживания, которая заканчивается при достижении некоторой температуры T_1 , когда происходит полная ионизация примесных уровней. Дальнейшее увеличение температуры не приводит к увеличению концентрации подвижных носителей (область истощения примесей). Начиная с некоторой более высокой температуры T_2 , концентрация подвижных носителей снова начинает возрастать вследствие процесса образования электронно-дырочных пар при переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости. Этот участок относится к собственной проводимости. Практически полупроводниковые приборы работают в основном в области истощения примесей [6].

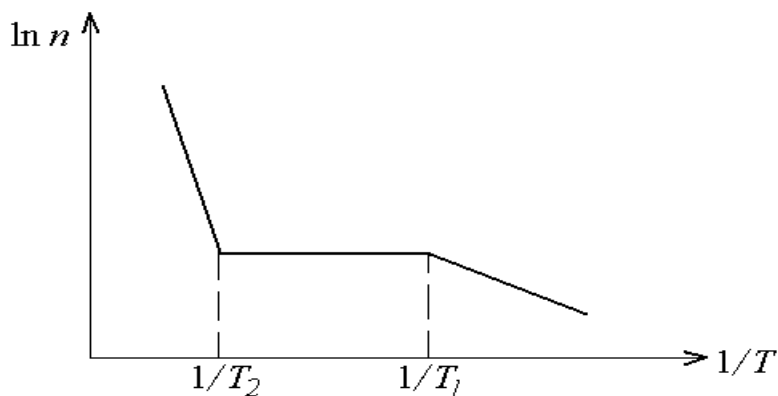


Рис. 7. Зависимость концентрации носителей от температуры в примесном полупроводнике

Зависимость концентрации свободных носителей (электронов) от температуры в донорном полупроводнике описывается следующими уравнениями:

1) в области вымораживания:

$$n = (N_c N_d)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_d}{2KT}\right); \quad (36)$$

2) в области истощения примеси:

$$n = N_d; \quad (37)$$

3) в области собственной проводимости:

$$n = n_i. \quad (38)$$

Аналогично можно записать выражения для зависимости концентрации дырок в акцепторном полупроводнике.

1.4. Электропроводность полупроводников

В отсутствие внешнего электрического поля подвижные носители заряда – электроны и дырки – пребывают в состоянии хаотического перемещения по кристаллу за счет получения энергии от ионов кристаллической решетки. Тепловое движение носителей характеризуется средней длиной свободного пробега между столкновениями с ионами и средней скоростью. Причем средняя скорость направленного движения равна нулю. При приложении электрического поля E к полупроводнику на носители начинает действовать сила, направление которой определяется направлением поля. В результате на хаотическое движение носителей накладывается направленное движение, называемое дрейфом. В электрическом поле E на носители заряда с эффективной массой m^x действует сила $F = eE$, которая сообщает ему ускорение $a = eE/m^x = \mu E$. За время движения без столкновений с ионами решетки или дефектами носитель заряда приобретает скорость:

$$vdr = eE\tau/m^x = \mu E, \quad (39)$$

где τ – время свободного пробега электронов или дырок; μ – подвижность носителей, определяемая как скорость в единичном электрическом поле.

Направленное движение носителей заряда в приложенном электрическом поле представляет собой электрический ток, также называемый дрейфовым током. Учитывая то, что перемещаются как электроны, так и дырки, плотность дрейфового тока можно представить в виде:

$$j_{\text{др}} = j_{\text{др}n} + j_{\text{др}p} = qn\mu_n E + qp\mu_p E = \sigma E, \quad (40)$$

где $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ – удельная электропроводность полупроводника; μ_n и μ_p – подвижность электронов и дырок соответственно; q – заряд электрона; E – напряженность электрического поля [4].

Для полупроводника n -типа главную роль играет электронная электропроводность, а для полупроводника p -типа – дырочная проводимость, поэтому в примесных полупроводниках, как правило, одним из слагаемых можно пренебречь.

Помимо дрейфа подвижных носителей вклад в электрический ток может вносить диффузионное движение носителей. Как известно, диффузия представляет собой направленное перемещение носителей вследствие их неодинаковой концентрации в различных частях кристалла. Плотность тока будет пропорциональна градиенту концентрации подвижных носителей dn/dx или dp/dx . Соответственно плотность диффузионного тока для электронов может быть представлена в виде:

$$j_{\text{диф}n}(x) = qD_n \frac{dn(x)}{dx}, \quad (41)$$

а плотность диффузионного тока дырок вследствие изменения знака заряда носителей запишется следующим образом:

$$j_{\text{диф}p}(x) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (42)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии соответственно для электронов и дырок.

Коэффициенты диффузии, подобно подвижностям μ , характеризующим дрейфовое движение, отражают способность электронов и дырок к перемещению. Связь между коэффициентами диффузии и подвижностями определяется соотношением Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT\mu_n}{q}; \quad D_p = \frac{kT\mu_p}{q}. \quad (43)$$

Таким образом, суммарный электрический ток состоит из четырех составляющих дрейфового электронного и дырочного и диффузионного электронного и дырочного:

$$j = j_{дрn} + j_{дрp} + j_{дифn} + j_{дифp} = qn\mu_n E + qp\mu_p E + qD_n \frac{dn}{dx} + qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (44)$$

Функционирование электронных приборов во многом определяется зависимостью удельной проводимости материала от температуры. Очевидно, что проводимость зависит не только от концентрации носителей, но и от их подвижности. Величина μ и ее зависимость от температуры определяются процессами рассеяния носителей, которые препятствуют перемещению носителей по кристаллу и ограничивают значения μ [3].

В идеальной кристаллической решетке свободный электрон может двигаться без рассеяния, сохраняя свой квазиимпульс P . Рассеяние, т. е. процесс взаимодействия электрона с дефектами или колебаниями кристаллической решетки, сопровождается изменением величины квазиимпульса. Рассеяние называется упругим, если энергия электрона в начальном и конечном состояниях одинакова. Неупругое рассеяние связано с изменением энергии электрона.

Подвижности электронов и дырок в реальных полупроводниках, вследствие процессов рассеяния, ниже подвижностей в кристаллах с идеальной решеткой. В полупроводниках рассеяние носителей заряда происходит в основном на акустических фононах (колебаниях узлов кристаллической решетки) и на ионах примесей.

В разных температурных диапазонах будет доминировать тот или иной механизм рассеяния, и он будет определять величину и температурную зависимость подвижности носителей заряда. При низких температурах ($T < 100$ К) характер зависимости подвижности обусловлен рассеянием на ионах примесей. В этом температурном диапазоне подвижность увеличивается с ростом температуры. В области высоких температур ($T > 100$ К) подвижность уменьшается с ростом температуры вследствие рассеяния на акустических фононах, и зависимость подвижности носителей заряда от температуры можно представить полуэмпирической моделью

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-a}, \quad (45)$$

где μ_0 – подвижность носителей заряда при $T_0 = 300$ К; a – параметр, определяемый опытным путем. В целом зависимость $\mu(T)$ имеет характерный температурный максимум (рис. 8).

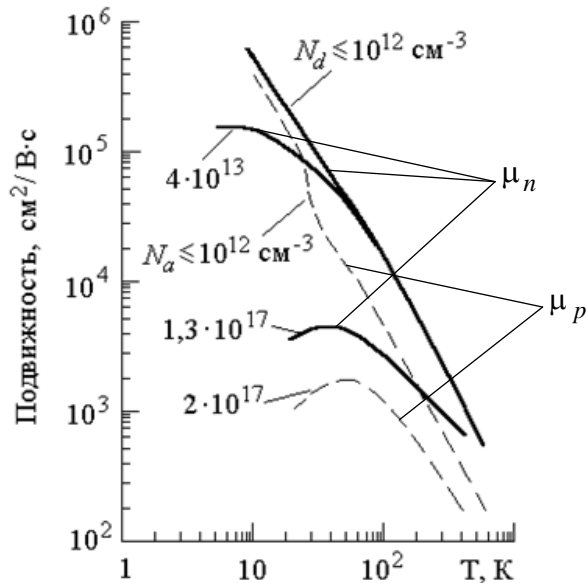


Рис. 8. Температурные зависимости подвижности электронов и дырок в Si: параметр – концентрации электронов N_d и дырок N_a

В сильно легированных полупроводниках основным механизмом рассеяния является рассеяние на заряженных примесях, и подвижность слабо зависит от температуры. Все описанные выше виды рассеяния относятся к упругим столкновениям [1].

1.5. Неравновесные носители заряда

Концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне при отсутствии внешних воздействий и постоянной температуре называются равновесными концентрациями. В условиях равновесной концентрации подвижных носителей заряда процессы их термической генерации уравниваются процессами рекомбинации. Внешние воздействия, такие как приложение электрических или магнитных полей, радиационное или оптическое облучение и т. д., приводят к возникновению дополнительных подвижных носителей, которые получили название неравновесных носителей заряда. Они являются дополнительными или избыточными по отношению

к равновесным носителям. Их концентрация с началом внешнего воздействия быстро растет, а затем замедляется за время $10^{-11} - 10^{-13}$ с благодаря увеличению рекомбинационных процессов. В результате также устанавливается некоторое стационарное состояние.

Временное и пространственное изменения концентрации описываются с помощью уравнения непрерывности, вывод которого дан ниже. Для этого в полупроводнике p -типа выделяется слой толщиной dx и сечением 1 см^2 (рис. 9). Пусть в момент времени t в дырочный полупроводник введено некоторое количество электронов, концентрация которых составляет $n(x, t)$, тогда в слое толщиной dx их количество в момент времени t будет составлять $n(x, t)dx$. Через интервал времени dt их количество будет $n(x, t + dt)$. Тогда временной градиент изменения количества электронов определяется так:

$$\frac{dn}{dt} dxdt = [n(x, t + dt) - n(x, t)] dx. \quad (46)$$

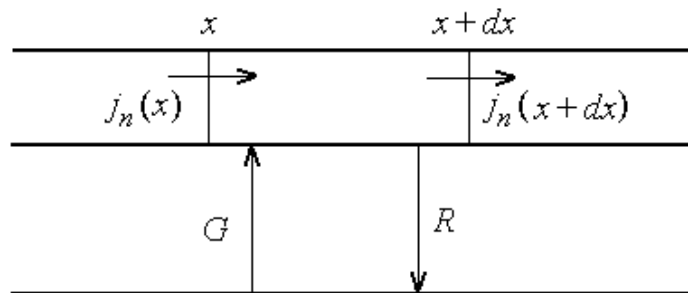


Рис. 9. К выводу уравнения непрерывности

Временное и пространственное изменения числа носителей могут в общем случае происходить за счет четырех процессов: генерации, рекомбинации, дрейфа и диффузии. За время dt в слое dx генерируется $g(x, t) dxdt$ носителей, где $g(x, t)$ – скорость генерации. При тех же условиях за счет рекомбинации число носителей убывает на величину $(n - n_0/\tau) dxdt$, где τ – время жизни неравновесных носителей [5].

Дрейф и диффузия также влияют на градиент концентрации dn/dt , которые можно учесть по разности потоков носителей, проходящих через левую границу слоя $j(x, t)dt$ и правую часть границы того же слоя $j(x + dx, t)$, или

$$j(x, t)dt - j(x + dx, t)dt = \frac{dj}{dx} dxdt. \quad (47)$$

Отсюда временной градиент концентрации приобретает следующий вид:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)dx dt = g(x, t)dx dt - \left(\frac{n - n_0}{\tau}\right)dx dt - \left(\frac{dj}{dt}\right)dx dt, \quad (48)$$

или

$$\frac{dn}{dt} = g(x, t) - \frac{n - n_0}{\tau} - \frac{dj}{dt}. \quad (49)$$

Это и есть уравнение непрерывности для потока носителей через полупроводник, которым можно описать как поток электронов, так и поток дырок.

Полный электрический ток в полупроводнике при наличии пространственных градиентов концентрации носителей определяется уравнением:

$$j = j_n + j_p = e \left(n \mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right) + e \left(p \mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right), \quad (50)$$

где $D_n = KT \mu_n / e$, $D_p = KT \mu_p / e$ – коэффициенты диффузии для электронов и дырок соответственно.

Концентрации неравновесных носителей зарядов Δn и Δp связаны с их равновесными значениями соотношениями:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p. \quad (51)$$

Распределение неравновесных носителей заряда по энергиям отличается от равновесного распределения, описываемого статистикой Ферми – Дирака. Поскольку в результате внешнего воздействия носителям сообщается энергия, превышающая ширину запрещенной зоны или расстояние между примесными уровнями и разрешенной зоной, то избыточные носители попадают на более высокие энергетические уровни в зоне проводимости или в валентной зоне. Однако в результате процессов рассеяния неравновесные носители быстро теряют свою избыточную энергию, и в кристалле после окончания воздействия восстанавливается равновесное распределение [7].

1.6. Электропроводность в сильных электрических полях

Ранее уже рассматривалось поведение электронов и дырок в приложенном электрическом поле сравнительно небольшой напряженности $E < 10^5$ В/м. В этих случаях движение носителей (дрейфовый ток) подчинялось закону Ома. В более сильных полях ($10^6 \dots 10^7$ В/м) начинает нарушаться пропорциональность между j и E , т. е. проводимость начинает зависеть от поля. Электрон, двигаясь в приложенном поле, приобретает дополнительную энергию $\Delta\varepsilon$, которую затем отдает решетке посредством электрон-фононного взаимодействия. Если значение поля E не велико ($E < 10^6$ В/м), то электроны отдают всю лишнюю энергию решетке, сохраняя свою энергию почти постоянной. С дальнейшим увеличением поля энергия электрона не успевает переходить в решетку и начинает накапливаться. В результате температура носителей становится более высокой, чем температура решетки. Указанный эффект называют разогревом электронного газа, а сами электроны и дырки – горячими носителями. Степень разогрева горячих носителей характеризуется увеличением их энергий $\Delta\varepsilon$ в электрическом поле E по сравнению с равновесными значениями энергии ($\varepsilon = 3/2 KT$). Таким образом, имеем:

$$\Delta\varepsilon \approx e\mu\tau_e E^2, \quad (52)$$

где τ_e – время релаксации энергии, т. е. время остывания носителей после выключения электрического поля.

С увеличением напряженности электрического поля возрастает скорость хаотического (теплового) движения электронов, что приводит к уменьшению подвижности носителей. Снижение подвижности с ростом поля E в соответствии с выражениями для плотности дрейфового тока приводит к нарушению линейной зависимости тока от напряжения. Если при малых значениях поля E обмен энергией между носителями и решеткой осуществляется посредством акустических фононов, обладающих относительно малой энергией, то с ростом поля начинается обмен посредством оптических фононов, обладающих значительно большей энергией. Вследствие этого обстоятельства вся энергия, получаемая электронами, затрачивается на возбуждение оптических фононов, и дальнейшее возрастание дрейфового тока прекращается. Наступает насыщение скорости дрейфа (рис. 10).

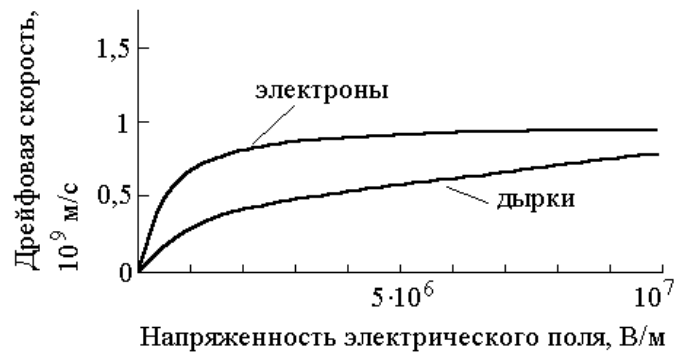


Рис. 10. Зависимости дрейфовых скоростей электронов и дырок в Si от напряженности электрического поля

В многодолинных полупроводниках эффекты сильного поля более многообразны. В первую очередь это связано с тем обстоятельством, что электроны в верхней долине (см. рис. 3) имеют большую эффективную массу и, следовательно, меньшую подвижность. Общую концентрацию электронов в полупроводнике можно представить в виде суммы:

$$n = n_1 + n_2, \quad (53)$$

а плотность тока описать уравнением:

$$j_{dr} = e(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2) E, \quad (54)$$

где индекс «1» относится к нижней долине, а индекс «2» – к верхней долине, причем $\mu_1 \ll \mu_2$.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{KT}\right). \quad (55)$$

Совместное решение уравнений (53)–(55) с учетом разогрева электронов дает зависимость подвижности носителей, а следовательно, и плотности тока от приложенного поля, представленную на рис. 11. При малых значениях тока и низких температурах практически все электроны находятся в нижней долине, поэтому:

$$j_{dr} = e\mu_1 n E. \quad (56)$$

При больших полях и температурах электроны переходят в верхнюю долину:

$$jdr = e\mu_2 nE. \quad (57)$$

Таким образом, на основании вышеизложенного вольт-амперная характеристика имеет участок с положительной проводимостью и участок с отрицательной проводимостью (рис. 12):

$$\gamma = -\Delta j / \Delta U. \quad (58)$$

Этот эффект был впервые исследован Д. Ганном и получил название в его честь. Реально эффект возникновения отрицательной проводимости используется для генерации и преобразования высокочастотных радиосигналов. Генераторные диоды, действия которых основаны на этом принципе, получили название диодов Ганна [3].



Рис. 11. Зависимость дрейфовой скорости электронов в GaAs от напряженности электрического поля

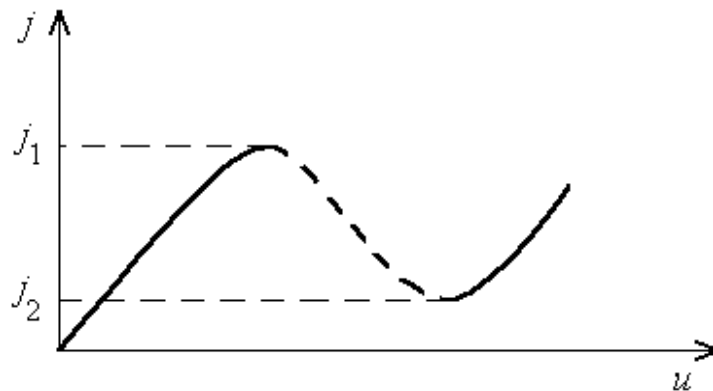


Рис. 12. $(j_1 - j_2)$ – область отрицательного дифференциального сопротивления (пунктир) $R = dU/dj < 0$

При повышении напряженности приложенного электрического поля до $10^6 \dots 10^7$ В/м начинаются процессы ударной и электрической ионизации атомов, что также сопровождается увеличением концентрации свободных носителей. При ударной (лавинной) ионизации электрон, движущийся в сильном поле, накапливает кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов вещества. Образовавшийся при этом освобожденный электрон также ускоряется полем и вызывает ионизацию другого атома. Процесс столкновения электрона носит неупругий характер, что проявляется в изменении энергии электрона при столкновении. Многократное повторение столкновений с рождением новых свободных электронов приобретает лавинный характер. Ударная ионизация наиболее характерна для примесных полупроводников, когда энергия, необходимая для перехода электрона с примесного уровня в зону проводимости, невелика [4].

Электростатическая ионизация (эффект Зенера) наблюдается в сильных электрических полях с $E \sim 10^6 \dots 10^7$ В/м за счет туннельного перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Туннельный эффект возникает за счет искривления энергетических зон при указанных напряженностях электрического поля. На энергетической диаграмме это выглядит как наклон зон, пропорциональный полю E (рис. 13). При этом определенному значению энергии электрона могут соответствовать состояния и в валентной зоне, и в зоне проводимости. При $E \sim 10^7$ расстояние между эквивалентными положениями в зонах составляет около 1 \AA .

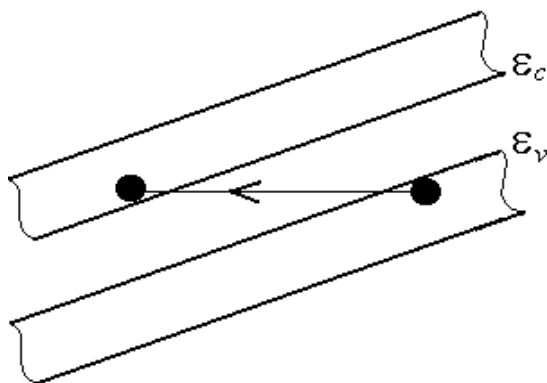


Рис. 13. Эффект Зенера

1.7. Поверхностные явления. Энергетические уровни Тамма

В зонной модели энергетических состояний обычно рассматривают разрешенные и запрещенные уровни энергии в идеальном кристалле неограниченных (бесконечных) размеров. Однако в кристалле конечных

размеров обрыв решетки вблизи поверхности и возникающее при этом нарушение периодичности в распределении потенциалов приводят к образованию новых энергетических состояний или зон, которые запрещены для неограниченного кристалла. Возможность существования таких состояний была предсказана И.Е. Таммом в 1932 г. Экспериментально было установлено, что атомы поверхностных слоев атомарно чистой поверхности смещаются из своих нормальных положений в кристаллической решетке и перегруппировываются в поверхностные структуры другой симметрии. Кроме того, на поверхности возникают различные дефекты и прилипание (адсорбция) атомов других сортов. Все это приводит либо к появлению новых поверхностных состояний, либо к изменению энергетического спектра, уже существующего для идеально чистой поверхности [6].

Поверхностные уровни могут служить донорами или акцепторами. Заполнение акцепторных уровней означает локализацию электронов, их удаление электронов с донорных уровней – локализацию дырок. В результате этих процессов происходит зарядка поверхности отрицательным или положительным зарядом. Поскольку в нормальных условиях полупроводниковый кристалл должен быть электрически нейтральным, то поверхностный заряд должен быть скомпенсирован равным по величине и обратным по знаку зарядом в поверхностном слое. Этот заряд, экранирующий объем полупроводника от проникновения в него электрического поверхностного поля, состоит в общем случае из неподвижных ионизированных донорных и акцепторных примесей и подвижных электронов и дырок. Таким образом, образуются приповерхностные слои, обогащенные носителями, а между поверхностью и объемом возникает разность потенциалов – поверхностный потенциал φ_s . Это приводит к искажению (искривлению) энергетических уровней вблизи поверхности.

В результате поверхностный слой является обедненным носителями одного знака и одновременно обогащенным носителями другого знака по сравнению с внутриобъемными слоями.

Поскольку концентрация электронов и дырок в приповерхностном слое описывается общими соотношениями:

$$n = n_i \exp \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_i}{KT}; \quad p = p_i \exp \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{KT}, \quad (59)$$

то, если в приповерхностном слое середина запрещенной зоны ε_i расположена ниже уровня Ферми ε_F , полупроводник вблизи поверхности ведет себя как полупроводник n -типа, так как в этом случае $n > n_i > p$ (рис. 14, а).

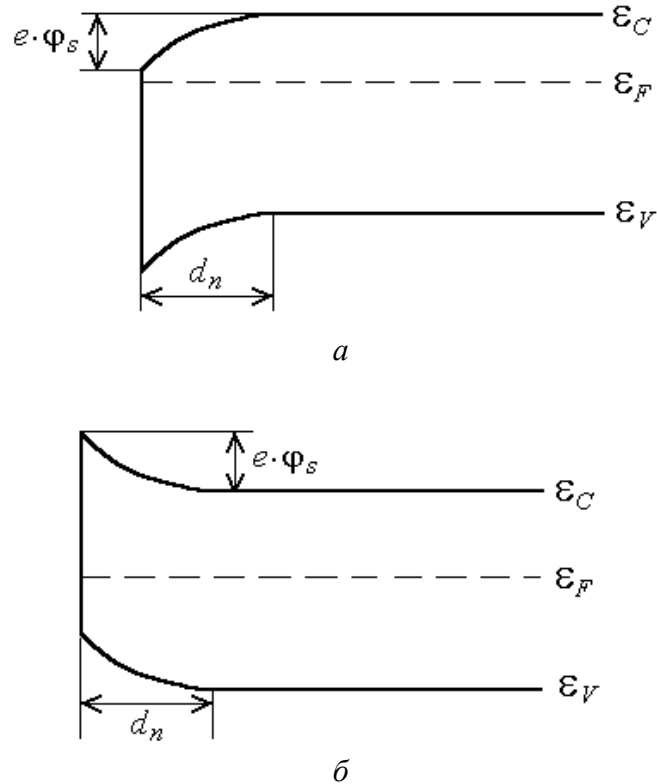


Рис. 14. Зонная диаграмма полупроводника n -типа при наличии поверхностных донорных (a) и акцепторных (b) состояний

Соответственно, при совпадении уровня Ферми с серединой запрещенной зоны $n = p = n_i$ приповерхностный слой ведет себя как беспримесный материал [5].

Наконец при $\varepsilon_F > \varepsilon_i$ полупроводник меняет знак заряда, т. е. становится как бы дырочным полупроводником (рис. 14, b).

Обедненная область возникает в том случае, когда на поверхности полупроводника возникает заряд, совпадающий по знаку с основными его носителями. Вызванный зарядом изгиб зон на поверхности приводит к увеличению расстояния от уровня Ферми до дна зоны проводимости в полупроводнике n -типа и до потолка валентной зоны в полупроводнике p -типа. Это приводит к обеднению основных носителей. Заряд примесных атомов становится нескомпенсированным зарядом подвижных носителей, он и определяет тип электропроводности в приповерхностной области.

Когда знак поверхностного заряда противоположен знаку его основных носителей, возникает притяжение к поверхности основных носителей и обогащение ими поверхностного слоя: искривление зон противоположно случаю обеднения.

Инверсная область возникает при высокой плотности поверхностного заряда, по знаку совпадающего с основными носителями. Кривая, соответствующая середине запрещенной зоны, пересекает уровень Ферми. В результате концентрация неосновных носителей становится выше концентрации основных носителей.

1.8. Различные виды контактов и работа выхода

Контакты играют важную роль в работе различных электронных приборов. На процессах, происходящих в приконтактной области, основана работа большинства полупроводниковых приборов. Особую важность представляют нелинейные контакты типа «металл – полупроводник», «металл – диэлектрик», «полупроводник – диэлектрик», контакт двух полупроводников с различным типом проводимости. Механизмы протекания тока различны для нелинейных контактов, имеющих более сложную вольт-амперную характеристику.

Рассмотрение контактных явлений начинается с изучения процесса выхода электронов из кристалла во внешнее пространство. Электроны в кристалле находятся в потенциальной яме, выход из которой требует совершения работы по преодолению сил притяжения со стороны кристалла.

Вначале рассмотрим работу выхода из металла в вакуум. Ионы, образующие решетку металла, создают внутри него электрическое поле с положительным потенциалом, периодически изменяющимся от узла к узлу (рис. 15, *a*). В первом приближении потенциал поля считается одинаковым во всех точках кристаллической решетки U_0 . Свободный электрон в таком поле имеет потенциальную энергию $\varepsilon_0 = -eU_0$. Для вакуума $\varepsilon_0 = 0$.

Для металла запрещенная зона отсутствует, и уровень Ферми ε_F соответствует границе раздела зоны проводимости и валентной зоны. Изменения ε_0 при переходе из металла в вакуум происходят на расстоянии δ , равном параметру решетки. Металл является для электрона потенциальной ямой, которую он не может свободно покинуть (рис. 15, *b*).

Итак, для выхода электрона из металла требуется затрата определенной энергии, которая называется работой выхода. Удаление электронов в вакуум с уровней, лежащих выше уровня Ферми, требует меньшей энергии, а с уровней, расположенных ниже уровня Ферми, – большей затраты энергии. При таких удалениях нарушается равновесное состояние системы.

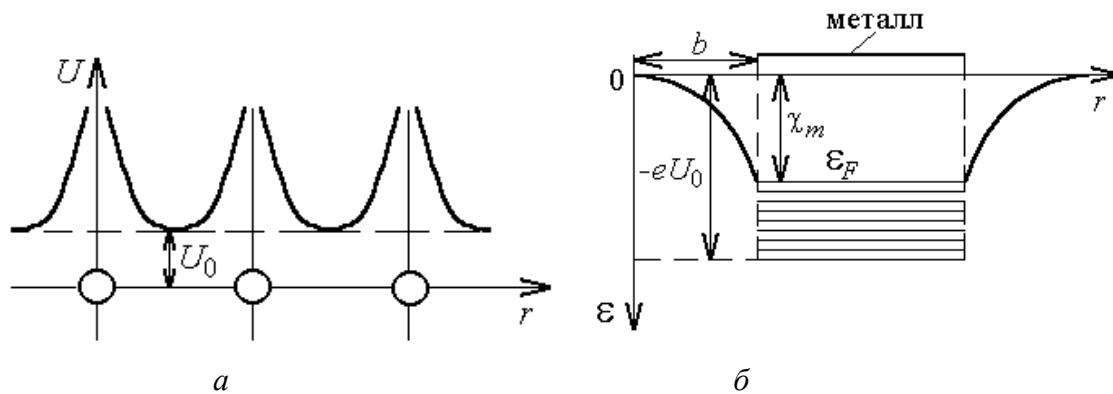


Рис. 15. Электрон в потенциальной яме:
 а – распределение потенциала вдоль кристаллической решетки;
 б – изменение энергии электрона при переходе из металла в вакуум

Равновесие достигается при одновременном выходе электронов с уровней $\epsilon > \epsilon_F$ и $\epsilon < \epsilon_F$. При этом следует учитывать как туннельный эффект, так и подбарьерное отражение, т. е. отражение электронов от потенциального барьера с $\epsilon > \epsilon_{\text{барьера}}$.

Для удобства расчетов введено понятие термодинамической работы выхода, определяющей затраты по удалению электрона, расположенного вблизи уровня Ферми, в вакуум [3].

Для полупроводника или диэлектрика выход электрона возможен из зоны проводимости, из примесной зоны и различных уровней валентной зоны. За термодинамическую работу выхода для полупроводника, так же как и для металла, принимают энергетическое расстояние от уровня Ферми.

1.9. Контакт «металл – металл»

При сближении двух металлов с различными термодинамическими работами выхода χ_1 и χ_2 на расстоянии d (рис. 16, а и б) возникает эффективный обмен электронами. Вначале, вследствие разности уровней Ферми, происходит переход электронов из металла с меньшей работой выхода в металл с большей работой выхода. Затем этот переход прекращается вследствие выравнивания уровней Ферми, при этом вблизи поверхностей металлов возникают электрические заряды. В металле, который покинули электроны, возникает положительный заряд, а у металла, в который перешли электроны, возникает отрицательный заряд. Между металлами возникает контактная разность потенциалов ϕ_0 , которая создает для электронов, переходящих из металла с меньшей работой выхода, энергетический барьер $\epsilon_0 = e\phi_0$.

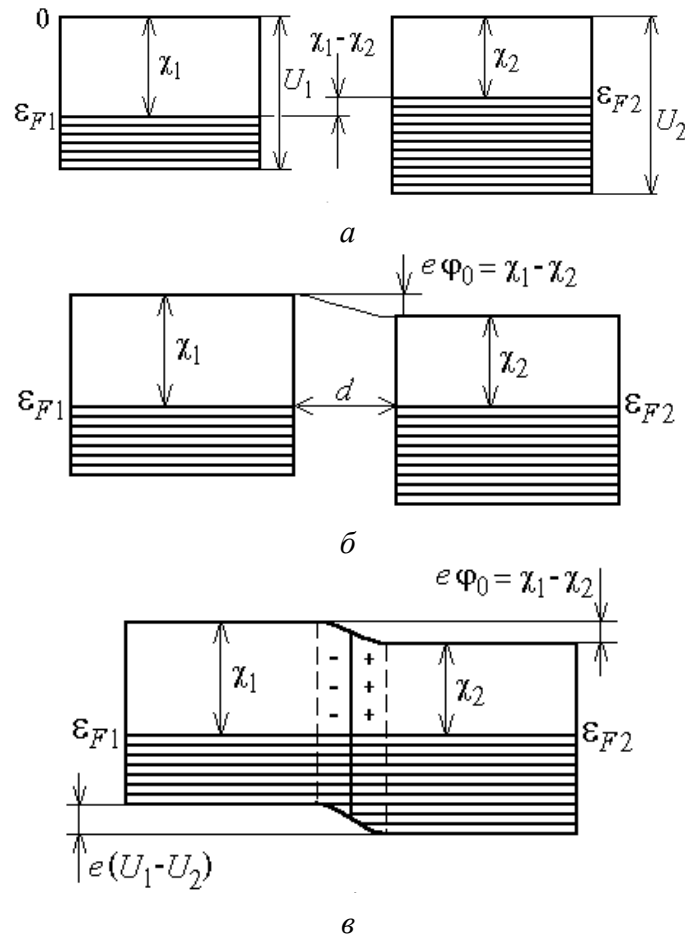


Рис. 16. Контакт «металл – металл»:
a – два металла до контакта; *б* – два металла на расстоянии, намного большем межатомного расстояния; *в* – два металла на межатомном расстоянии

В условиях термодинамического равновесия

$$\varepsilon_0 = e\varphi_0 = \chi_1 - \chi_2. \quad (60)$$

При дальнейшем сближении электронов на расстояние, соответствующее параметру кристаллической решетки $a \ll d$, в месте контакта помимо контактной разности потенциалов возникает разность потенциальных барьеров U_1 и U_2 (рис. 16, в) [1].

В результате суммарная разность электрических потенциалов между металлами равна:

$$U = U_2 - U_1 + \frac{\varepsilon_0}{e} = \frac{\varepsilon_{F1} - \varepsilon_{F2}}{e}. \quad (61)$$

Этот эффект используется при создании термопар, состоящих из двух разнородных металлов. Разность потенциалов будет пропорциональна разности температур двух слоев.

1.10. Контакт «металл – полупроводник»

Контакт «металл – полупроводник» был теоретически изучен немецким ученым К. Шоттки в 1932 г. и получил название контакт Шоттки.

При соприкосновении металла с работой выхода χ_m и полупроводника n -типа с работой выхода χ_n (рис. 17) вследствие условия $\chi_m > \chi_n$ возникает преимущественный переход электронов из полупроводника в металл. Металл начинает заряжаться отрицательно, и его уровень Ферми за счет притока электронов будет несколько повышаться. Наоборот, полупроводник будет заряжаться положительно, и вследствие ухода электронов его уровень Ферми будет опускаться. Этот процесс будет происходить до выравнивания уровней Ферми в металле и полупроводнике, что сопровождается возникновением потенциального барьера для электронов, выходящих из полупроводника:

$$\varepsilon = e\varphi_0 = \chi_m - \chi_n. \quad (62)$$

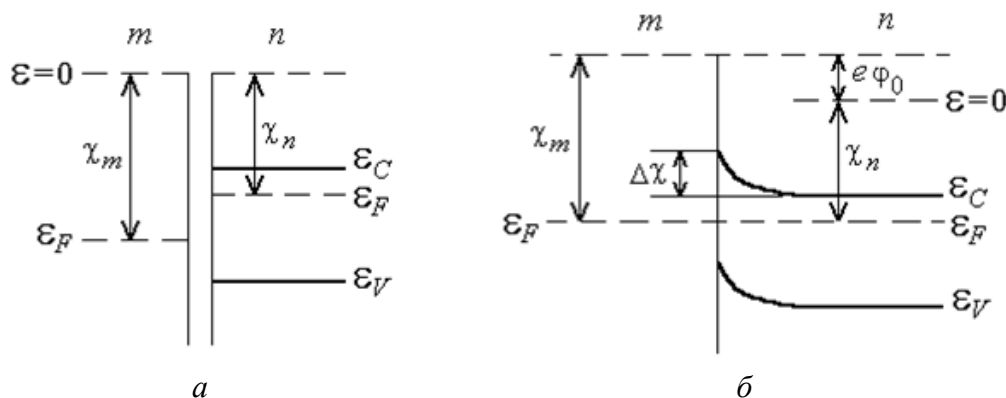


Рис. 17. Энергетическая диаграмма металла и полупроводника n -типа для случая $\varphi_m > \varphi_n$ до (а) и после контакта (б)

В этом случае условия выхода электронов из металла и полупроводника становятся одинаковыми, так как для выхода из полупроводника надо затрачивать дополнительную работу $e\varphi_0$. Тогда суммарный ток через переход будет равен нулю, поскольку встречные потоки электронов через переход равны по величине [5].

Вследствие значительного превышения концентрации электронов в металле по отношению к полупроводнику толщина слоя, обогащенного электронами, в металле во много раз меньше толщины слоя, обедненного электронами, в полупроводнике. Слой полупроводника, обедненный электронами, называют областью объемного заряда, создаваемого положительно заряженными донорными ионами. Обеднение носителями приконтактной области полупроводника приводит к значительному повышению ее электрического сопротивления по отношению к глубинной области полупроводника. Такой слой называется запирающим слоем или запирающим контактом. Запирающий контакт на границе «металл – полупроводник» *n*-типа нашел широкое применение при создании ряда полупроводниковых приборов, например диодов Шоттки.

Ниже рассматриваются выпрямляющие действия контакта Шоттки при приложении к нему внешнего напряжения U (рис. 18).

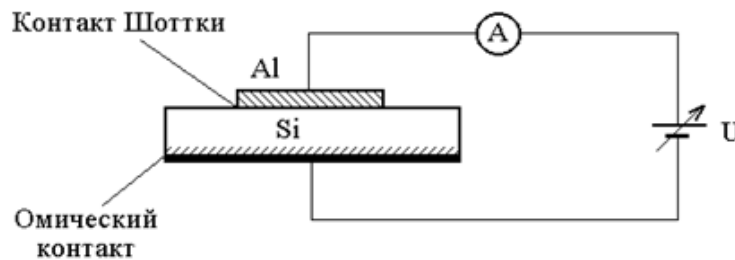


Рис. 18. Контакт Шоттки Si-Al

При приложении положительного полюса к металлу, а отрицательного – к полупроводнику энергетические уровни полупроводника будут смещаться вверх (рис. 19, *a* и *б*). Величина потенциального барьера для электронов из полупроводника будет уменьшаться до значения

$$\varepsilon = e\phi_0 - eU. \quad (63)$$

Это означает, что при $U > 0$ через барьер начинает протекать ток, возрастающий по мере увеличения напряжения. Количество электронов, переходящих из полупроводника в металл, возрастает:

$$j_n = j_m \left(\exp \frac{eU}{KT} - 1 \right). \quad (64)$$

Приложение обратного напряжения (рис. 19, *в*) вызывает дополнительное понижение всех уровней в полупроводнике на величину eU и увеличение энергии потенциального барьера до величины

$$\varepsilon = e\varphi_0 + eU. \quad (65)$$

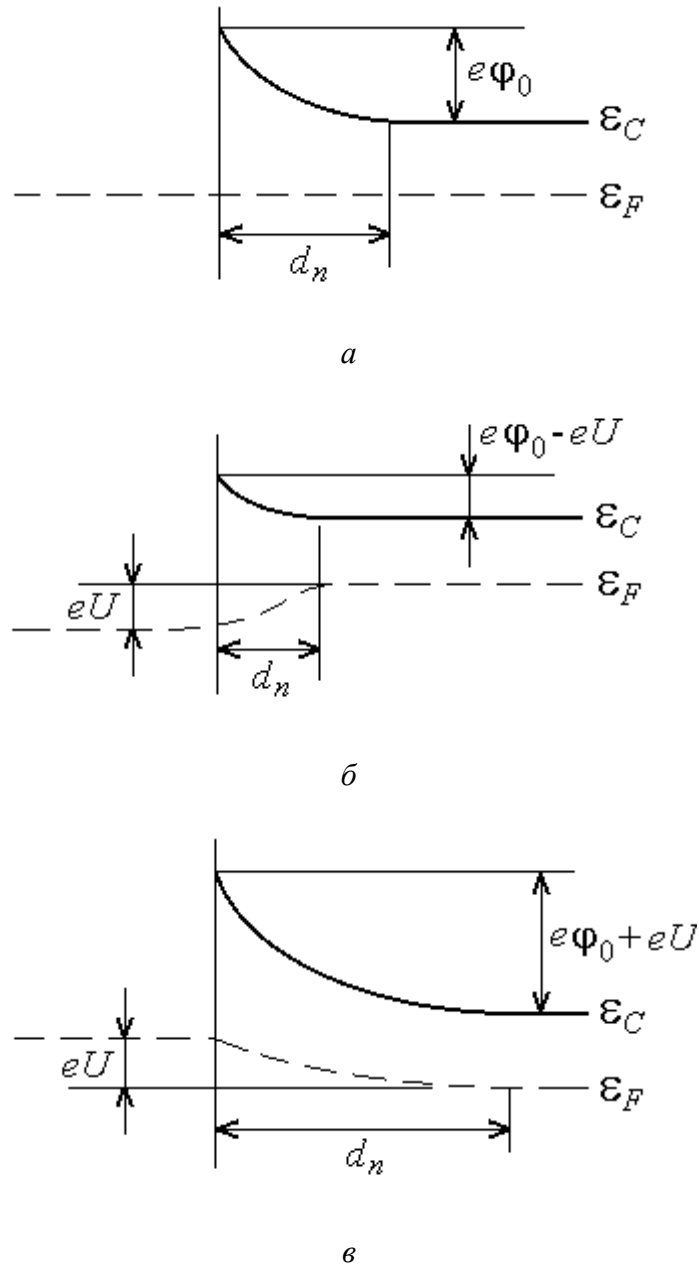


Рис. 19. Выпрямление на контакте Шоттки:
a – контакт при отсутствии внешнего напряжения;
б и *в* – внешнее напряжение приложено соответственно в прямом и обратном направлениях

Вследствие этого электроны с ростом обратного напряжения практически не выходят из полупроводника, и ток через контакт осуществляется только за счет электронов, выходящих из металла. Этот ток слабо зависит от величины приложенного напряжения. Таким образом, вольт-амперная характеристика перехода «металл – полупроводник» в соответствии с выражением (64) имеет вид, представленный на рис. 20.

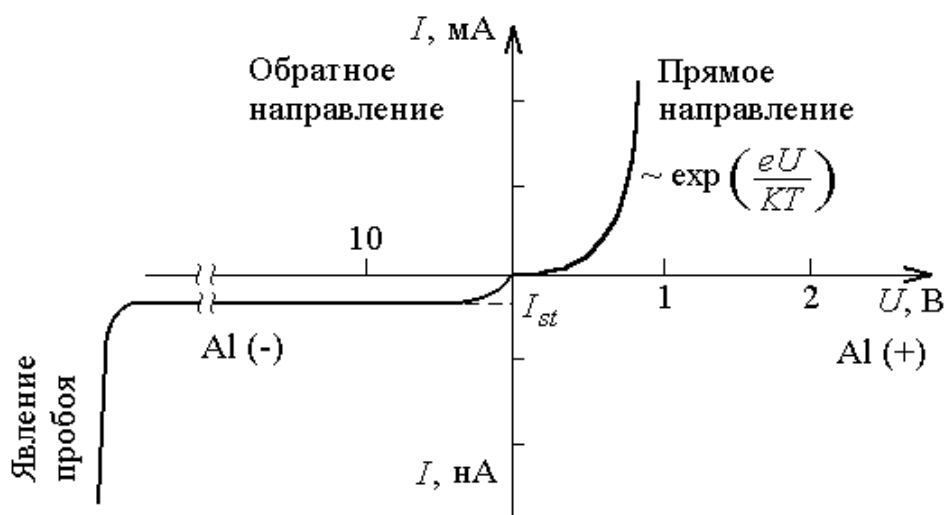


Рис. 20. Вольт-амперная характеристика контакта Шоттки Si-Al

Отсюда следует, что этот переход обладает выпрямляющим действием, поскольку при $U_{пр} = U_{обр}$ токи сильно различаются. Следует особо отметить, что в контакте Шоттки перенос тока осуществляется только основными носителями заряда. В результате этого в них отсутствует накопление заряда неосновных носителей, время рассасывания которых обычно ограничивает быстродействие прибора. Поэтому контакты Шоттки перспективны для применения в качестве высокочастотных диодов, получивших общее название диодов Шоттки [2].

1.11. Омический контакт

В любом полупроводниковом приборе существуют контакты, обеспечивающие подсоединение внешних электрических цепей к достаточно высокоомным полупроводниковым слоям. Для этих цепей на полупроводниковый слой напыляется металлическая пленка. Чтобы не изменять и не искажать работу различных активных контактов, подобных ранее рассмотренным и имеющих выпрямляющие свойства, омический контакт имеет линейную вольт-амперную характеристику и малое сопротивление, независящее от полярности внешних цепей.

Омический контакт обычно представляют в виде трехслойной структуры типа $m-n^+-n$, где m – металл, n^+ – слой полупроводника с концентрацией электронов, значительно превышающей концентрацию в области n . Повышение концентрации в приповерхностном слое n^+ вызвано переходом в него части электронов из металла. Ширина этого слоя очень мала, что позволяет его преодолеть в обоих направлениях за счет туннелирования [6].

1.12. Электронно-дырочный переход

Контакт двух примесных полупроводников с различными типами проводимости называется электронно-дырочным переходом или сокращенно p - n -переходом. Обычно он создается путем введения в одну часть полупроводникового кристалла донорной примеси, а в другую – акцепторной. При равенстве концентраций донорных центров N_d и акцепторных центров N_a переход называется симметричным. При $N_d \neq N_a$ переход становится несимметричным. Симметричность возникает при условии:

$$np_0 = pn_0 = n_i, \quad (66)$$

где n_0, p_0 – концентрации собственных носителей; n, p – концентрации примесных носителей.

В симметричном переходе (физическом переходе) концентрация свободных носителей выравнивается в плоскости раздела донорных и акцепторных центров. В несимметричном переходе плоскость выравнивания концентраций свободных носителей, называемая металлургическим переходом, сдвинута в менее легированную область (рис. 21). В этом случае слой между физическим и металлургическим переходами имеет измененный тип электропроводности по отношению к исходному состоянию.

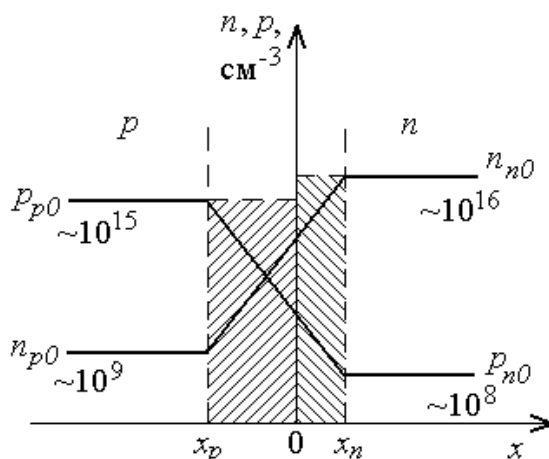


Рис. 21. Распределение носителей в p - n -переходе в состоянии термодинамического равновесия

После образования контакта вследствие разности концентраций примесных носителей возникают диффузионные потоки электронов из n -области и дырок из p -области. Количество переходящих за счет

диффузии в соседнюю область носителей определяется степенью легирования полупроводников. В результате ухода подвижных носителей из приграничных областей в них возникают нескомпенсированные объемные заряды примесных ионов N_d и N_a . Эти заряды создают внутреннее электрическое поле, направленное из области n в область p . Это поле препятствует процессу диффузии носителей. В результате наступает термодинамическое равновесие, при котором количество переходящих за счет диффузии носителей будет компенсироваться равным количеством того же типа носителей, перемещаемых под действием внутреннего электрического поля [1].

Таким образом, электрический ток, протекающий через p - n -переход, в условиях равновесия включает в себя:

- 1) $j_{\text{диф } p}$ – диффузионный ток дырок из p -области в n -область;
- 2) $j_{\text{диф } n}$ – диффузионный ток электронов из n -области в p -область;
- 3) $j_{\text{др } p}$ – дрейфовый ток дырок из n -области в p -область;
- 4) $j_{\text{др } n}$ – дрейфовый ток электронов из p -области в n -область.

При этом диффузионные токи создаются за счет основных носителей, а дрейфовые токи – за счет неосновных носителей. В состоянии термодинамического равновесия суммарный ток будет равен нулю, поскольку:

$$j_n = j_{\text{диф } n} + j_{\text{др } n} = 0, \quad j_p = j_{\text{диф } p} + j_{\text{др } p} = 0. \quad (67)$$

Диаграмма энергетических уровней p - n -перехода представлена на рис. 22. Возникновение положительного заряда в n -области вызывает снижение всех уровней, включая уровень Ферми, в этой области. Наоборот, отрицательное зарядение p -области вызывает повышение всех уровней. Перетекание электронов и дырок происходит до тех пор, пока уровни Ферми в этих областях не выровняются. Высоту потенциального барьера между областями n и p определяют разностью термодинамических работ выхода или разностью уровней Ферми:

$$\Delta\varepsilon = eU_b = \chi_p - \chi_n = \varepsilon_{F_n} - \varepsilon_{F_p}. \quad (68)$$

С учетом того, что

$$n = N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{KT}\right) \quad \text{и} \quad p = N_v \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_v}{KT}\right), \quad (69)$$

$$\Delta\varepsilon = KT \ln \frac{np}{n_i^2} = KT \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (70)$$

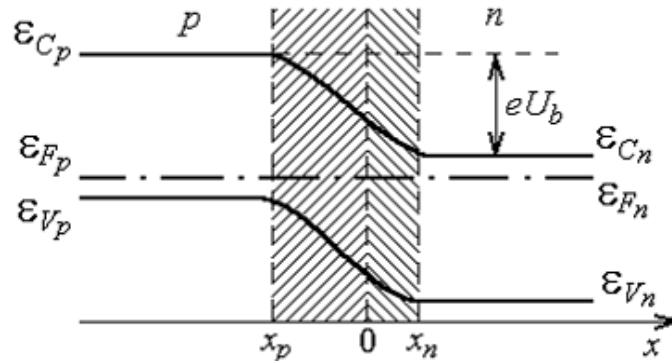


Рис. 22. Энергетическая диаграмма p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия

Следовательно, величина потенциального барьера возрастает с увеличением степени легирования n - и p -областей [4].

В отличие от контакта «металл – полупроводник» в p - n -переходе, вследствие меньшей разницы в концентрациях подвижных носителей, объемный заряд располагается в обеих частях, обедненных носителями заряда. Ширина симметричного p - n -перехода состоит из двух составляющих:

$$L = L_n + L_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varepsilon}{e^2N_d} + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varepsilon}{e^2N_a}}, \quad (71)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Внешнее напряжение U , приложенное к концам p - и n -областей, в основном будет падать в областях, обедненных носителями заряда, поскольку они обладают более высоким сопротивлением, чем глубинные. Следовательно, внешнее напряжение будет влиять на величину потенциального барьера и изменять равновесные соотношения между диффузионными и дрейфовыми токами. При этом через p - n -переход начинает протекать электрический ток. Если внешнее поле приложено в прямом направлении (прямое смещение p - n -перехода), т. е. плюсом к p -слою и минусом к n -слою, то высота потенциального барьера будет снижаться на величину eU (рис. 23, а), и через переход потекут диффузионные токи; в то же время дрейфовые токи останутся неизменными. Возникающий ток называется прямым током.

При приложении обратного напряжения поле потенциального барьера будет складываться с внешним полем (рис. 23, б). При достаточно больших значениях U диффузионные токи практически прекращаются, а дрейфовый ток будет незначительно увеличиваться. Такой ток, созданный дрейфом неосновных носителей, называется обратным током.

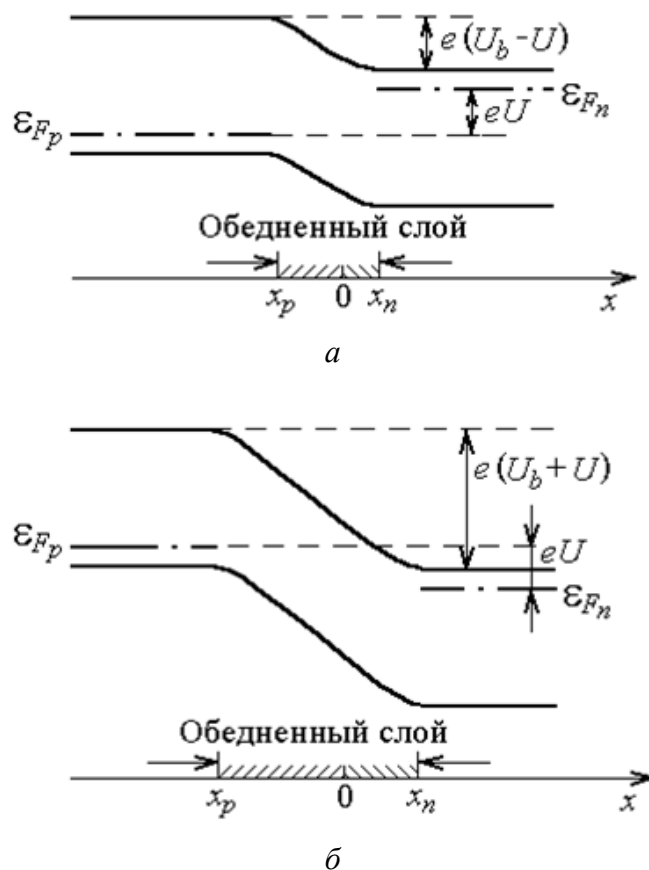


Рис. 23. Энергетическая диаграмма p - n -перехода при прямом (а) и обратном (б) смещении

Изменение высоты потенциального барьера p - n -перехода при приложении внешнего напряжения сопровождается эффектами инжекции и экстракции неосновных носителей (рис. 24).

Инжекция, т. е. увеличение концентрации подвижных носителей заряда, возникает при включении перехода в прямом направлении. При этом, как уже отмечалось выше, происходит уменьшение высоты потенциального барьера. В результате в область p диффундирует добавочное количество электронов, а в область n – дополнительное количество дырок. Такое введение носителей в область, где они не являются основными, получило название инжекции неосновных носителей. Инжектированные носители создают дополнительное электрическое поле, которое в случае положительного

заряда притягивает к нему электроны, а в случае отрицательного заряда – дырки. В результате происходит перемещение носителей из более глубоких областей в приконтактные области.

Следовательно, суммарная концентрация как основных, так и неосновных носителей зарядов при приложении прямого напряжения отличается от равновесной в сторону увеличения на расстоянии порядка нескольких длин свободного пробега от границ p - n -перехода (рис. 24, б). Концентрации электронов и дырок, инжектированных через p - n -переход, можно представить как

$$\Delta n = n_0(0) \left[\exp \frac{eU}{KT} - 1 \right]; \quad \Delta p = p_0(0) \left[\exp \frac{eU}{KT} - 1 \right], \quad (72)$$

где $n_0(0)$ и $p_0(0)$ – концентрации неосновных носителей в равновесном состоянии; U – приложенное прямое напряжение [3].

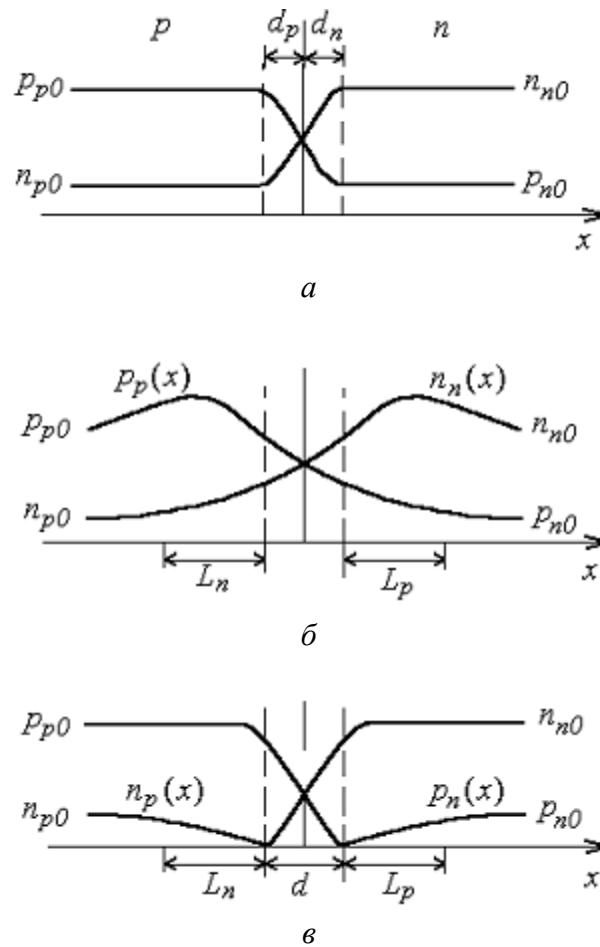


Рис. 24. Распределение основных и неосновных носителей в области p - n -перехода: а – в равновесном состоянии; б и в – при приложении внешнего напряжения в прямом и обратном направлениях

Концентрация инжектированных неосновных носителей по мере диффузии в глубь соответствующих областей падает вследствие их рекомбинации.

Уровнем инжекции называется отношение концентрации избыточных неосновных носителей заряда к равновесной концентрации основных носителей $n_0(0)$ и $p_0(0)$:

$$\delta = \frac{\Delta n}{n_0(0)}; \quad \delta = \frac{\Delta p}{p_0(0)}. \quad (73)$$

При приложении внешнего напряжения в обратном направлении к p - n -переходу происходит уменьшение концентрации неосновных носителей по отношению к их равновесной концентрации (рис. 24, в). Этот эффект носит название экстракции неосновных носителей. В этом случае:

$$\Delta n = n_0(0) \left[\exp\left(-\frac{eU}{KT}\right) - 1 \right]; \quad \Delta p = p_0(0) \left[\exp\left(-\frac{eU}{KT}\right) - 1 \right]. \quad (74)$$

В несимметричных переходах инжекция имеет односторонний характер. Главную роль играют носители, инжектированные из более легированного слоя в менее легированный. При этом сильнолегированный слой называется эмиттером, а слаболегированный – базой [2].

Вольт-амперную характеристику p - n -перехода (рис. 25) можно построить с помощью выражения для суммарного тока, протекающего через переход при прямом и обратном приложенных напряжениях:

$$j = j_0 \left(\exp \frac{eU}{KT} - 1 \right), \quad (75)$$

где j_0 – тепловой ток, который зависит от температуры:

$$j_0 \approx \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_g}{KT}\right). \quad (76)$$

Поскольку электронно-дырочный переход обладает нелинейной вольт-амперной характеристикой, то он нашел широкое применение в выпрямительных диодах.

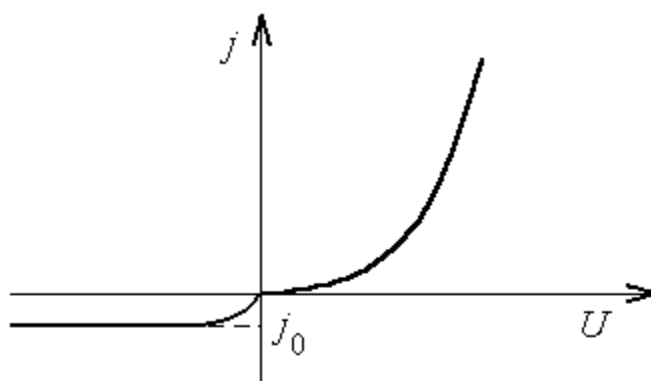


Рис. 25. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода

Инжекция носителей в p - n -переходе нашла применение в биполярных транзисторах, фототранзисторах, тиристорах и других полупроводниковых приборах [3].

1.13. Гетеропереходы

Гетеропереходы возникают при контакте двух полупроводников с различным химическим составом, которые имеют различную ширину запрещенной зоны и диэлектрическую проницаемость. Различают изотипные и анизотипные гетеропереходы. Изотипный гетеропереход образован двумя полупроводниками с различными видами проводимости. Наиболее часто используемым является гетеропереход Ge-GaAs (германий – арсенид галлия).

На границе гетероперехода происходит изменение структуры энергетических зон, эффективных масс и подвижностей. Для получения устойчивых гетеропереходов необходимо, чтобы у обоих полупроводников совпадали типы кристаллических решеток, их периоды и коэффициенты термического расширения, а также не возникали генерационно-рекомбинационные процессы.

Вид энергетической диаграммы гетероперехода зависит от соотношений величин ширины запрещенных зон и термодинамических работ выхода. Рассмотрение физических процессов в гетеропереходах будет осуществлено на примере анизотипного перехода между n -GaAs и p -Ge. При создании контакта между этими полупроводниками (рис. 26, *а*) вследствие диффузии начнутся переходы электронов из n -GaAs в p -Ge область и дырок во встречном направлении. В результате энергетические уровни p -Ge будут перемещаться вверх, и уровни n -GaAs вниз, до тех пор, пока не наступит равновесное состояние, которое характеризуется единым уровнем Ферми (рис. 26, *б*). Такое перемещение носителей заряда на границе раздела вызывает изгиб зон и возникновение контактной разности потенциалов

$$U = \frac{\chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}}{e}. \quad (77)$$

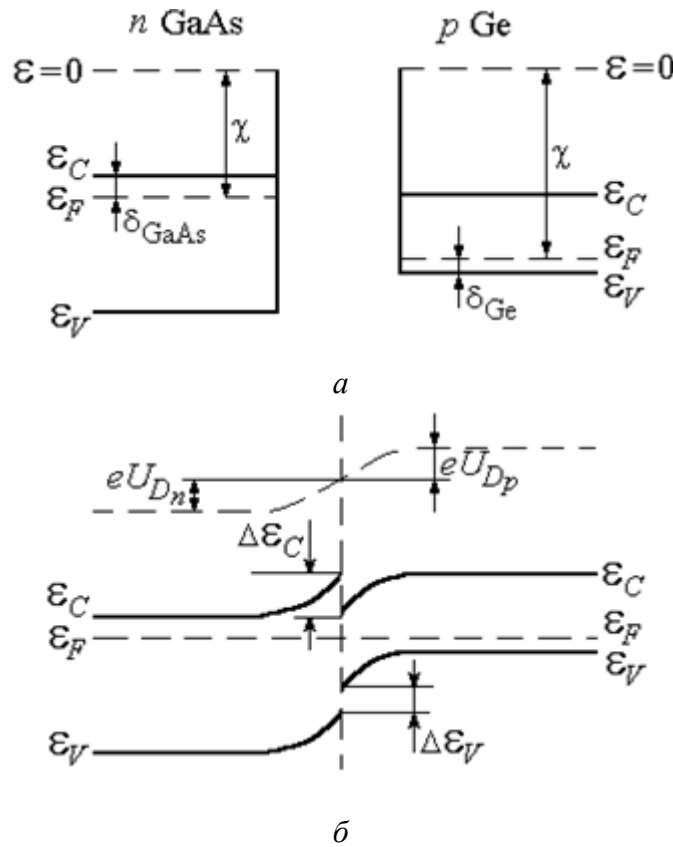


Рис. 26. Энергетическая диаграмма анизотипного гетероперехода до (а) и после (б) контакта

Этот процесс сходен с процессом, происходящим при образовании обычного электронно-дырочного перехода. Однако вследствие различия в ширине запрещенных зон при гетеропереходе возникают разрывы энергии $\Delta\varepsilon_c$ и $\Delta\varepsilon_v$:

$$\Delta\varepsilon_c = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}; \quad \Delta\varepsilon_v = (\Delta\varepsilon_{g\text{GaAs}} - \Delta\varepsilon_{g\text{Ge}}) - (\chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}), \quad (78)$$

откуда

$$\Delta\varepsilon_c + \Delta\varepsilon_v = \Delta\varepsilon_{g\text{GaAs}} - \Delta\varepsilon_{g\text{Ge}}. \quad (79)$$

Очевидно, что в отличие от обычного электронно-дырочного перехода высоты барьеров для электронов и дырок при гетеропереходе различны. Так, в приведенной диаграмме энергетических зон видно, что высота барьера

для дырок значительно больше, чем для электронов. Это обстоятельство играет важную роль при протекании тока через гетеропереход. При приложении внешнего напряжения в прямом направлении (т. е. когда полупроводник n -GaAs находится под отрицательным потенциалом, а p -Ge – под положительным потенциалом) под действием U уровни GaAs будут смещаться вверх, и разрыв между уровнями ε_c будет уменьшаться. При этом через переход потечет электрический ток, пропорциональный приложенному напряжению. Для дырок, независимо от приложенного напряжения, все равно сохраняется, хотя и несколько уменьшенный, потенциальный барьер, который препятствует их перемещению. Таким образом, при прямом смещении ток создается только одним типом носителей, причем всегда носители инжектируются из широкозонного полупроводника в полупроводник с более узкой запрещенной зоной, как следует из выражения (79) [6].

При некотором значении приложенного напряжения плотность инжектированных в узкозонный полупроводник носителей превышает плотность равновесных носителей в широкозонном полупроводнике. При этом максимальная плотность инжектированных носителей в узкозонном полупроводнике может достигать значений:

$$p = N_a \exp \frac{\varepsilon_v}{KT}; \quad n = N_d \exp \frac{\varepsilon_c}{KT}, \quad (80)$$

где N_a и N_d – концентрация акцепторных и донорных ионов в широкозонном полупроводнике.

Гетеропереходы нашли широкое применение при создании гетероструктур, т. е. полупроводниковых структур с несколькими гетеропереходами типа n - p - n . На основе гетероструктур созданы разнообразные оптоэлектронные приборы: гетеролазеры, гетеросветодиоды, гетерофотоприемники.

1.14. Эффект Холла

Если поместить полупроводник, через который протекает электрический или тепловой поток, в магнитное поле, то в нём возникают гальваномагнитные и термомагнитные явления [4].

Гальваномагнитные явления возникают в полупроводниках при одновременном воздействии электрического и магнитного полей, а термомагнитные явления – при одновременном воздействии магнитного и теплового полей.

К гальваномагнитным явлениям относятся эффекты Холла, Эттингсгаузена, а к термомагнитным – эффекты Риги – Ледюка, Нернста – Эттингсгаузена.

В настоящей работе рассматривается эффект Холла, который используется для исследования электрофизических свойств полупроводников. Данный эффект носит имя американского физика Эдвина Холла, который впервые наблюдал его в 1879 г. в тонких пластинах золота.

Суть эффекта Холла заключается в следующем. При пропускании электрического тока вдоль полупроводника, помещённого в магнитное поле, силовые линии которого направлены перпендикулярно направлению электрического тока, возникает поперечная разность потенциалов, называемая ЭДС Холла.

Рассмотрим полупроводник, например n -типа электропроводности, имеющий форму параллелепипеда. Пусть электрический ток движется вдоль оси OX . Перпендикулярно направлению электрического тока вдоль оси OZ направлено магнитное поле. Под действием силы, направленной со стороны магнитного поля, электроны будут отклоняться на боковую грань полупроводника.

Таким образом, на одной из граней полупроводника будут накапливаться электроны, в результате чего она зарядится отрицательно, а на противоположной грани возникнет нескомпенсированный положительный заряд. Это приведёт к образованию поперечного электрического поля напряжённостью, направленного вдоль оси OY (рис. 27). Если электрический ток переносится дырками, то поперечное электрическое поле будет противоположно направлению полю Холла для полупроводника n -типа электропроводности.

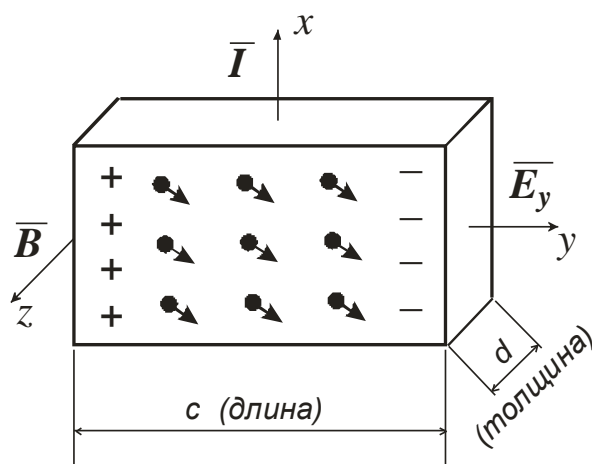


Рис. 27. Возникновение эффекта Холла

На заряд q , который движется в магнитном поле с индукцией \vec{B} , действует сила Лоренца \vec{F}_L , равная $\vec{F}_L = q[\vec{v}_x \times \vec{B}]$, где \vec{v}_x – скорость движения носителей заряда, направленных вдоль оси OX . Так как угол между векторами \vec{v}_x и \vec{B} равен 90° , то согласно правилу векторного произведения, уравнение для силы Лоренца преобразуется к виду $F_L = qv_x B$.

Под действием силы Лоренца движущиеся электроны отклоняются на одну из боковых граней полупроводника. Процесс накопления носителей заряда продолжается до тех пор, пока сила Лоренца не уравновесится силой, действующей со стороны поперечного электрического поля. Сила $\vec{F}'_{Э.П.}$, действующая со стороны электрического поля на заряд q , равна $\vec{F}'_{Э.П.} = q\vec{E}_y$. Она направлена в сторону, противоположную направлению силы Лоренца. В состоянии стационарного равновесия сила Лоренца равна силе, действующей со стороны поперечного электрического поля, $F_L = \vec{F}'_{Э.П.}$, т. е. $qv_x B = qE_y$. Поделив правую и левую части этого уравнения на величину заряда электрона (q), получим:

$$E_y = v_x B. \quad (81)$$

При исследовании электрофизических свойств полупроводников методом эффекта Холла измеряют не величину напряжённости поперечного электрического поля E_y , а разность потенциалов – ЭДС Холла ($V_{ХОЛ}$). Связь между этими величинами записывается в виде:

$$E_y = \frac{V_{ХОЛ}}{c}. \quad (82)$$

Скорость электронов v_x выразим через величину силы тока I :

$$I = qnv_x cd,$$

откуда

$$v_x = \frac{I}{qncd}, \quad (83)$$

где n – концентрация свободных электронов; c и d – поперечные размеры полупроводника. После подстановки уравнений (82) и (83) в формулу (81) имеем:

$$\frac{V_{\text{ХОЛ}}}{c} = \frac{IB}{qncd}.$$

Умножив правую и левую части этого уравнения на величину c , получим:

$$V_{\text{ХОЛ}} = \frac{IB}{qncd}. \quad (84)$$

Обозначив $R_x = \frac{1}{qn}$, запишем формулу (84) в виде:

$$V_{\text{ХОЛ}} = \frac{R_x IB}{q},$$

откуда

$$R_x = \frac{V_{\text{ХОЛ}} d}{IB}. \quad (85)$$

Здесь R_x – постоянная Холла, которая связывает ЭДС Холла $V_{\text{ХОЛ}}$, силу тока I и индукцию магнитного поля B . Зная величину постоянной Холла R_x , можно определить концентрацию свободных носителей заряда:

$$n(p) = \frac{1}{qR_x}, \quad (86)$$

где p – концентрация дырок. Знак постоянной Холла совпадает со знаком носителей заряда. Следовательно, по величине R_x можно судить о типе электропроводности. Например, для электронного типа проводимости $R_x < 0$, для дырочного типа электропроводности $R_x > 0$ [2].

При выводе уравнения для ЭДС Холла сделан ряд допущений, связанных с тем, что полная скорость электронов принимается равной дрейфовой скорости, т. е. не учитывается скорость хаотического теплового движения электронов и их распределение по скоростям. Поэтому более строгое выражение для постоянной Холла имеет вид:

$$R_x = \frac{A}{qn},$$

где A – постоянная, зависящая от механизма рассеяния носителей заряда. При рассеянии электронов на акустических и оптических колебаниях решётки, а также на ионах примеси величина A соответственно принимает значения: 1,17; 1,11; 1,93.

Исследования эффекта Холла позволяют определить основные электрофизические свойства полупроводников.

Определив величину R_x для различных температур, можно построить зависимость концентрации носителей заряда в функции от температуры. Учитывая, что температурная зависимость концентрации носит экспоненциальный характер, её строят в координатах $\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Это позволяет представить зависимость концентрации свободных носителей заряда от температуры в виде совокупности прямых линий. Как видно из рис. 28, график разбит на три области [1].

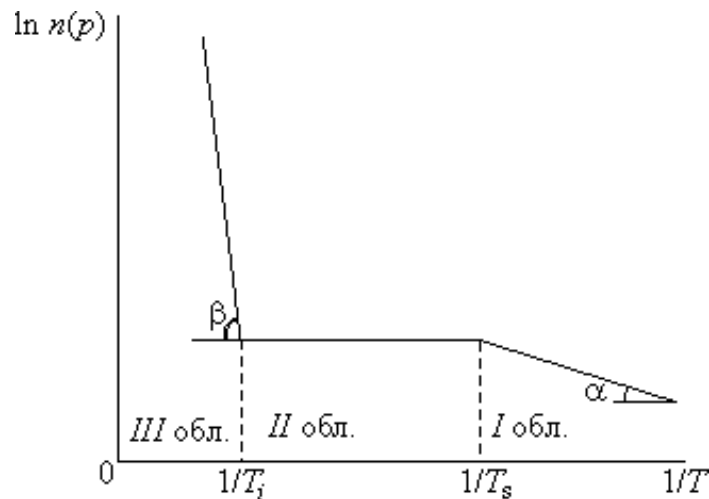


Рис. 28. Зависимость концентрации носителей заряда от температуры:
 I – область низких температур; II – область истощения примеси;
 III – область высоких температур

Образование свободных носителей заряда в области I происходит за счёт перехода электронов с донорного уровня в зону проводимости для полупроводника n -типа электропроводности, а для полупроводника p -типа электроны переходят из валентной зоны на акцепторный уровень. Энергия активации примесного уровня определяется из уравнения:

$$E_A = 2k|\operatorname{tg}\alpha|; \quad (87)$$

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\ln(n_2) - \ln(n_1)}{1/T_2 - 1/T_1}, \quad (88)$$

где k – постоянная Больцмана.

Как видно из рис. 28, в области *II* концентрация свободных носителей заряда не зависит от температуры. Это соответствует тому, что все электроны с донорного уровня перешли в зону проводимости в полупроводнике *n*-типа электропроводности, а для полупроводников *p*-типа электропроводности заполнены все энергетические состояния на акцепторном уровне электронами, перешедшими из валентной зоны. В этой области концентрация свободных носителей заряда равна концентрации примесных атомов [5].

В области *III* энергия теплового хаотического движения электронов kT соизмерима с величиной запрещённой зоны E_g . Поэтому электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости, при этом образуются парные носители заряда: электрон и дырка. Ширина запрещённой зоны E_g может быть определена из графика (см. рис. 2) посредством следующего выражения:

$$E_g = 2k|\operatorname{tg}\beta|. \quad (89)$$

Величина $\operatorname{tg}\beta$ определяется из уравнения (89) применительно к области *III*.

Исследования эффекта Холла позволяют измерить не только концентрацию свободных носителей заряда, но и их подвижность. Подвижность носителей заряда μ – есть скорость их дрейфа в электрическом поле единичной напряженности. Она определяется по формуле:

$$\mu = R_x \sigma, \quad (90)$$

где σ – электропроводность полупроводника. Зная величины R_x и σ для нескольких температур, можно построить температурную зависимость подвижности носителей заряда, график которой строится в координатах $\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

На рис. 29 приведен пример температурной зависимости подвижности носителей заряда в полупроводнике. Величина подвижности зависит от механизмов рассеяния носителей заряда. В области высоких температур,

когда амплитуда колебаний узлов кристаллической решетки велика, происходит рассеяние носителей заряда на фононах. Подвижность носителей заряда пропорциональна $T^{-3/2}$ и T^{-1} соответственно для полупроводников, содержащих невырожденный и вырожденный электронный газ. При низких температурах рассеяние носителей заряда происходит на ионизированных примесях. Этот механизм рассеяния носителей заряда заключается в следующем: движущиеся электроны либо притягиваются к атому примеси, либо отталкиваются от него благодаря кулоновским силам, действующим между заряженными частицами, в зависимости от знака заряда примеси. В результате, при рассеянии на ионизированных примесях изменяется по направлению скорость движения электронов. Для полупроводников, содержащих невырожденный электронный газ, подвижность носителей заряда пропорциональна $T^{-3/2}$. Подвижность носителей заряда для случая вырожденного электронного газа не зависит от температуры.



Рис. 29. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры

Если величина подвижности носителей заряда определяется несколькими механизмами рассеяния, то доминирующий механизм определяется из соотношения:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\text{ф}}} + \frac{1}{\mu_{\text{и.п}}} + \frac{1}{\mu_{\text{н.п}}} + \dots, \quad (91)$$

где $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{и.п}}$, $\mu_{\text{н.п}}$ — соответственно подвижность носителей заряда, обусловленная рассеянием на фононах, ионизированных и нейтральных примесях. Как следует из этого уравнения, преобладающим является тот механизм, который обуславливает минимальное значение величины подвижности носителей заряда.

Вопросы для самопроверки

1. Какой полупроводник называют собственным?
2. Как меняется собственная концентрация носителей заряда при изменении температуры?
3. Как происходит тепловая генерация носителей заряда?
4. Какие факторы влияют на подвижность носителей заряда?
5. Какие энергетические зоны есть в полупроводнике?
6. Как влияет ширина запрещенной зоны на концентрацию носителей заряда?
7. Как влияет положение уровня Ферми на концентрацию свободных электронов и дырок?
8. Какие электроны являются свободными носителями заряда?
9. Что такое дырка?
10. Как зависит удельное электрическое сопротивление полупроводника от температуры?
11. Из каких составляющих складывается полный ток через полупроводник?
12. Какие носители заряда называют основными и неосновными?
13. Как происходит генерация носителей заряда в донорном и акцепторном полупроводнике?
14. Какие примеси являются донорами, а какие акцепторами?
15. Где располагается уровень Ферми в примесных полупроводниках?
16. Почему в собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок равны?
17. Какие процессы называются генерацией и рекомбинацией?
18. Что такое инжекция и экстракция?
19. Что такое дрейф носителей заряда?
20. Что такое диффузия носителей заряда?
21. Как образуется область пространственного заряда?
22. Как влияет ширина области пространственных зарядов на барьерную емкость?
23. Запишите закон действующих масс.
24. Как относятся концентрации галлия и мышьяка в собственном арсениде галлия?
25. Как изменяется удельная электропроводность при увеличении ширины запрещенной зоны?
26. От чего зависит удельное сопротивление полупроводника?
27. Как с помощью эффекта Холла определить тип электропроводности полупроводника?
28. В каких полупроводниках можно наблюдать эффект Ганна?

2. КОНТРОЛЬНАЯ РАБОТА

2.1. Задание и исходные данные на контрольную работу

1. Для собственного полупроводника, имеющего определенную температуру определите:

- ширину запрещенной зоны;
- концентрацию носителей заряда;
- эффективные плотности состояний;
- положение уровня Ферми;
- подвижность носителей заряда;
- удельное электрическое сопротивление;
- отношение полного тока, протекающего через полупроводник к дырочному току.

2. Для полупроводника p -типа с концентрацией акцепторных примесей N_a вычислите:

- концентрацию основных и неосновных носителей заряда;
- положение уровня Ферми;
- удельное электрическое сопротивление;
- отношение полного тока, протекающего через полупроводник к дырочному току.

3. Для полупроводника n -типа с концентрацией донорных примесей N_d рассчитайте:

- концентрацию основных и неосновных носителей заряда;
- положение уровня Ферми;
- удельное электрическое сопротивление;
- отношение полного тока, протекающего через полупроводник к дырочному току.

4. Считая, что из полупроводников p - и n -типа изготовлен p - n -переход, найдите:

- контактную разность потенциалов;
- ширину обедненных областей и ширину области пространственного заряда;
- величину заряда на единицу площади;
- величину барьерной емкости без внешнего напряжения и при обратном напряжении $U_{обр} = -5$ В;
- коэффициенты диффузии и диффузионную длину носителей заряда;
- ток насыщения (обратный ток).

5. Постройте:

- график распределения напряженности электрического поля в области пространственного заряда;
- вольт-фарадную и вольт-амперную характеристики перехода;
- энергетическую диаграмму p - n -перехода с указанием энергетических уровней, контактной разности потенциалов, области пространственного заряда.

Параметры полупроводников приведены в табл. 1, некоторые физические постоянные величины их обозначение и числовое значение – в табл. 2, исходные данные для расчета – в табл. 3.

Таблица 1

Основные параметры полупроводниковых материалов

Параметр	Обозначение, ед. измерения	Материал проводника		
		Si	Ge	GaAs
Ширина запрещенной зоны при $T = 0$ К	$\Delta \varepsilon_{g0}$, эВ	1,17	0,744	1,519
Параметры для определения ширины запрещенной зоны	$\alpha \cdot 10^{-4}$, эВ/К	4,73	4,774	5,405
	β , К	636	235	204
Параметры для определения подвижности носителей	a_n	2,42	1,66	1,0
	a_p	2,2	2,33	2,1
Подвижности носителей заряда при $T_0 = 300$ К	μ_{0n} , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0,15	0,39	0,85
	μ_{0p} , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0,06	0,19	0,04
Эффективные массы носителей заряда	m_n^*/m_e	1,08	0,56	0,068
	m_p^*/m_e	0,56	0,35	0,45
Диэлектрическая проницаемость	ε	11,8	16,0	13,2
Время жизни носителей заряда	$\tau_{n,p}$, с	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$

Таблица 2

Физические постоянные

Наименование	Обозначение	Значение
Заряд электрона	q	$1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Масса электрона	m_e	$9,109 \cdot 10^{-31}$ кг
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К = $8,614 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
Постоянная Планка	h	$6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
Диэлектрическая постоянная	ε_0	$8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м

Исходные данные для расчета¹

Номер варианта	Материал полупроводника	Температура T , К	Концентрация примесей		Площадь перехода S , мм ²
			N_a , м ⁻³	N_d , м ⁻³	
1	Si	150	$1 \cdot 10^{19}$	$30 \cdot 10^{20}$	1
2	Ge	160	$2 \cdot 10^{20}$	$29 \cdot 10^{21}$	2
3	GaAs	170	$3 \cdot 10^{19}$	$28 \cdot 10^{20}$	3
4	Si	180	$4 \cdot 10^{20}$	$27 \cdot 10^{21}$	4
5	Ge	190	$5 \cdot 10^{19}$	$26 \cdot 10^{20}$	5
6	GaAs	200	$6 \cdot 10^{20}$	$25 \cdot 10^{21}$	6
7	Si	210	$7 \cdot 10^{19}$	$24 \cdot 10^{20}$	7
8	Ge	220	$8 \cdot 10^{20}$	$23 \cdot 10^{21}$	8
9	GaAs	230	$9 \cdot 10^{19}$	$22 \cdot 10^{20}$	9
10	Si	240	$10 \cdot 10^{20}$	$21 \cdot 10^{21}$	10
11	Ge	250	$11 \cdot 10^{21}$	$20 \cdot 10^{20}$	1
12	GaAs	260	$12 \cdot 10^{20}$	$19 \cdot 10^{21}$	2
13	Si	270	$13 \cdot 10^{21}$	$18 \cdot 10^{20}$	3
14	Ge	280	$14 \cdot 10^{20}$	$17 \cdot 10^{21}$	4
15	GaAs	290	$15 \cdot 10^{21}$	$16 \cdot 10^{20}$	5
16	Si	300	$16 \cdot 10^{20}$	$15 \cdot 10^{21}$	6
17	Ge	310	$17 \cdot 10^{21}$	$14 \cdot 10^{20}$	7
18	GaAs	320	$18 \cdot 10^{20}$	$13 \cdot 10^{21}$	8
19	Si	330	$19 \cdot 10^{21}$	$12 \cdot 10^{20}$	9
20	Ge	340	$20 \cdot 10^{20}$	$11 \cdot 10^{21}$	10
21	GaAs	350	$21 \cdot 10^{21}$	$10 \cdot 10^{20}$	1
22	Si	360	$22 \cdot 10^{20}$	$9 \cdot 10^{21}$	2
23	Ge	370	$23 \cdot 10^{21}$	$8 \cdot 10^{19}$	3
24	GaAs	380	$24 \cdot 10^{20}$	$7 \cdot 10^{21}$	4
25	Si	390	$25 \cdot 10^{21}$	$6 \cdot 10^{19}$	5
26	Ge	400	$26 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{21}$	6
27	GaAs	410	$27 \cdot 10^{21}$	$4 \cdot 10^{19}$	7
28	Si	420	$28 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{21}$	8
29	Ge	430	$29 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{19}$	9
30	GaAs	440	$30 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{21}$	10

¹ Номер варианта – последние две цифры номера зачетной книжки.

2.2. Требования к оформлению контрольной работы

Контрольная работа в общем случае должна содержать следующие структурные элементы:

- титульный лист;
- исходные данные для расчета;
- основная часть, в которой приводится расчет основных характеристик полупроводников с выводом формул и пояснениями;
- графическая часть, в которой содержатся графики, иллюстрирующие результаты расчета, оформленные на листах формата А4 или миллиметровой бумаге;
- заключение, содержащее выводы по проведенному расчету.

Текст контрольной работы должен быть набран на компьютере в текстовом редакторе Microsoft Word и распечатан на одной стороне листа белой бумаги формата А4 с соблюдением следующих размеров полей: левое – 30 мм, правое – 15 мм, верхнее и нижнее – 20 мм.

Для набора текста следует использовать: гарнитуру шрифта – Times New Roman, размер шрифта (кегля) основного текста – 14 пт, в таблицах и подписанных подписях – 12 пт, цвет шрифта – черный.

Абзацный отступ выполняется одинаковым по всему тексту и равен 1,25 см, межстрочный интервал – полоторный, выравнивание текста – по ширине.

Каждый структурный элемент (исходные данные, основная часть, графическая часть, заключение) следует начинать с новой страницы. Для заголовков структурных элементов применяют полужирный шрифт.

3. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Задача 1. Определите концентрацию носителей заряда в собственном германии (Ge) при температуре 350 К. Данные необходимые для расчета приведены в табл. 1.

Решение. Полупроводник называется собственным или типа *i* (*intrinsic*), если в нем отсутствуют какие-либо примеси. В этом случае свободные электроны и дырки образуются попарно только за счет тепловой генерации и рекомбинируют также попарно. Следовательно, в собственном полупроводнике концентрация свободных электронов равна концентрации дырок. Поскольку ширина запрещенной зоны полупроводника зависит от температуры, определим ее, используя зависимость:

$$\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{g0} - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)}.$$

Параметры германия (Ge) следующие (см. табл. 1): $\Delta\varepsilon_{g0} = 0,744$ эВ, $\alpha = 4,774 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, $\beta = 235$ К. Для температуры 350 К ширина запрещенной зоны равна:

$$\Delta\varepsilon_g = \Delta\varepsilon_{g0} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} = 0,744 - \frac{4,774 \cdot 10^{-4} \cdot 350^2}{350 + 235} = 0,644 \text{ эВ}.$$

Концентрации собственных носителей заряда определим по формулам:

$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right) \text{ и } p_i = N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right).$$

Согласно закону «действующих масс» $n_i p_i = n_i^2$, следовательно, перемножив предыдущие формулы, получим:

$$\begin{aligned} n_i^2 &= N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right) \cdot N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right) = \\ &= N_C N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_V}{kT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_g}{kT}\right), \end{aligned}$$

откуда

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_g}{2kT}\right).$$

Определим эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне по следующим формулам:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} =$$

$$= 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,56 \cdot 9,109 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 350}{(6,62 \cdot 10^{-34})^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 1,328 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} =$$

$$= 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot 3,14 \cdot 0,35 \cdot 9,109 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 350}{(6,62 \cdot 10^{-34})^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 6,561 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}.$$

Зная эффективные плотности состояний находим собственную концентрацию носителей заряда в полупроводнике:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_g}{2kT}\right) = \sqrt{1,328 \cdot 10^{25} \cdot 6,561 \cdot 10^{24}} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{0,644}{2 \cdot 8,614 \cdot 10^{-5} \cdot 350}\right) = 2,146 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}.$$

Задача 2. Определите удельное электрическое сопротивление и отношение полного тока, протекающего через полупроводник к току, обусловленному электронной составляющей в собственном кремнии (Si) с концентрацией носителей заряда $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и подвижностями электронов и дырок $\mu_n = 0,15 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $\mu_p = 0,06 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно.

Решение. Удельное электрическое сопротивление обратно пропорционально удельной электрической проводимости, которая равна:

$$\begin{aligned}\sigma &= qn\mu_n + qp\mu_p = qn_i(\mu_n + \mu_p) = \\ &= 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{19} \cdot (0,15 + 0,06) = 0,336 \text{ См/м},\end{aligned}$$

поскольку в собственном полупроводнике $n = p = n_i$. Тогда

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{0,336} = 2,972 \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Полный ток через полупроводник равен сумме дырочной и электронной составляющих дрейфового и диффузионного токов. Так как инжекция и экстракция носителей заряда отсутствуют, то полупроводник находится в равновесном состоянии и диффузионная составляющая тока отсутствует (градиент концентрации носителей заряда равен нулю). Следовательно, полный ток равен дрейфовому току, который, в свою очередь, состоит из дырочной и электронной составляющих:

$$j = j_{др} = j_{дрn} + j_{дрp} = qn\mu_n E + qp\mu_p E,$$

где E – напряженность приложенного электрического поля. Отношение полного тока к электронной составляющей будет равно:

$$\beta = \frac{j}{j_n} = \frac{qn\mu_n E + qp\mu_p E}{qn\mu_n E} = \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n} = 1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} = 1 + \frac{0,06}{0,15} = 1,4.$$

Задача 3. Сравните положение уровня Ферми для собственного арсенида галлия (GaAs) с эффективной плотностью состояний $N_C = 4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $N_V = 6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и GaAs n -типа с концентрацией электронов $n_n = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и дырок $p_n = 10^{14} \text{ м}^{-3}$ при $T = 250 \text{ К}$.

Решение. Определим положение уровня Ферми в собственном полупроводнике. Концентрации носителей заряда в собственном полупроводнике равны:

$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right); \quad p_i = N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right).$$

Поскольку в собственном полупроводнике концентрация электронов равна концентрации дырок, приравняем эти выражения и выразим уровень Ферми:

$$N_C \exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right) = N_V \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right),$$

$$\frac{N_C}{N_V} = \frac{\exp\left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_V}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}\right)} = \exp\left(-\frac{2\varepsilon_F - \varepsilon_V - \varepsilon_C}{kT}\right),$$

$$2\varepsilon_F - \varepsilon_V - \varepsilon_C = -kT \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right),$$

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_V + \varepsilon_C}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) = \varepsilon_i - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right).$$

Найдем положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны. Поскольку энергия уровней измеряется в электрон-вольтах (эВ), возьмем постоянную Больцмана $k = 8,614 \cdot 10^{-5}$ эВ/К (см. табл. 2), получим:

$$\varepsilon_F - \varepsilon_i = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) = -\frac{8,614 \cdot 10^{-5} \cdot 250}{2} \cdot \ln\left(\frac{4 \cdot 10^{23}}{6 \cdot 10^{24}}\right) = 0,029 \text{ эВ}.$$

Таким образом, уровень Ферми в собственном полупроводнике лежит выше середины запрещенной зоны на 0,029 эВ. В полупроводнике n -типа концентрации электронов и дырок соответственно равны:

$$n_n = n_i \exp\left(\frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_i}{kT}\right); \quad p_n = n_i \exp\left(-\frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_i}{kT}\right).$$

Возьмем отношение концентраций и выразим уровень Ферми:

$$\frac{n_n}{p_n} = \frac{\exp\left(\frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_i}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_i}{kT}\right)} = \exp\left(\frac{2\varepsilon_{Fn} - 2\varepsilon_i}{kT}\right),$$

$$2\varepsilon_{Fn} - 2\varepsilon_i = kT \ln\left(\frac{n_n}{p_n}\right),$$

$$\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_i = \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n_n}{p_n}\right).$$

Найдем положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны:

$$\varepsilon_{F_n} - \varepsilon_i = \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{n_n}{p_n} \right) = \frac{8,614 \cdot 10^{-5} \cdot 250}{2} \cdot \ln \left(\frac{10^{20}}{10^{14}} \right) = 0,149 \text{ эВ}.$$

Следовательно, уровень Ферми в полупроводнике n -типа лежит на 0,149 эВ выше середины запрещенной зоны. Найдем разность между уровнями Ферми в полупроводнике n -типа и собственном полупроводнике

$$\varepsilon_{F_n} - \varepsilon_F = 0,149 - 0,029 = 0,12 \text{ эВ}.$$

В полупроводнике n -типа уровень Ферми расположен на 0,12 эВ выше уровня Ферми собственного полупроводника.

Задача 4. Определите концентрацию свободных электронов и дырок в полупроводнике p -типа, если собственная концентрация носителей равна $n_i = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, концентрация акцепторных примесей $N_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Решение. При достаточно низких температурах в примесных полупроводниках преобладает механизм образования свободных носителей заряда, основанный на ионизации примесных атомов.

Если полупроводник легирован акцепторными примесями, то в первую очередь происходит переход электронов из валентной зоны на акцепторный уровень с образованием дырок в валентной зоне. Образовавшиеся дырки являются основными носителями заряда, поскольку их концентрация превышает концентрацию свободных электронов в зоне проводимости. При некоторой температуре все акцепторы становятся ионизированными и концентрация дырок в валентной зоне примерно равна концентрации акцепторных примесей:

$$p_p \approx N_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}.$$

Такое допущение справедливо, когда генерация носителей заряда по механизму ионизации примесных атомов намного больше тепловой генерации носителей заряда, т. е. когда $n_i < N_a$. Остальные случаи будут рассмотрены ниже. Из закона «действующих масс» найдем концентрацию электронов, которые для акцепторного полупроводника являются неосновными носителями заряда:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{(10^{18})^2}{10^{20}} = 10^{16} \text{ м}^{-3}.$$

Задача 5. Определите концентрацию свободных электронов и дырок в полупроводнике n -типа, если собственная концентрация носителей равна $n_i = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, концентрация донорных примесей $N_d = 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Решение. При высоких температурах в примесных полупроводниках действуют два механизма образования свободных носителей заряда: основанный на ионизации примесных атомов и тепловая генерация носителей заряда.

При легировании полупроводника донорными примесями вначале происходит ионизация этих примесей, т. е. электроны с донорного уровня переходят в зону проводимости, в результате чего образуется большое число свободных электронов. После полной ионизации примесей все большую роль начинает играть и тепловая генерация носителей заряда с образованием электронно-дырочных пар. В общем случае в полупроводнике должно выполняться условие электронейтральности, когда положительный заряд ионизированных доноров и дырок скомпенсирован отрицательным зарядом свободных электронов:

$$n_n = N_d + p_n.$$

Из закона «действующих масс» выразим концентрацию электронов и подставим в предыдущее выражение, получим:

$$n_n = \frac{n_i^2}{p_n}, \quad \frac{n_i^2}{p_n} = N_d + p_n.$$

Составим квадратное уравнение относительно p_n :

$$p_n^2 + N_d p_n - n_i^2 = 0.$$

Найдем корни уравнения:

$$D = N_d^2 + 4n_i^2,$$

$$p_n = \frac{-N_d - \sqrt{N_d^2 + 4n_i^2}}{2}.$$

Данный корень не подходит, поскольку концентрация оказывается отрицательной величиной. Следовательно, концентрация неосновных носителей заряда (дырок в полупроводнике n -типа) будет равна:

$$p_n = \frac{-N_d + \sqrt{N_d^2 + 4n_i^2}}{2} = \frac{-10^{20} + \sqrt{(10^{20})^2 + 4 \cdot (5 \cdot 10^{19})^2}}{2} =$$

$$= \frac{-10^{20} + 1,414 \cdot 10^{20}}{2} = 2,071 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}.$$

Найдем концентрацию электронов:

$$n_n = N_d + p_n = 10^{20} + 2,071 \cdot 10^{19} = 1,207 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}.$$

Таким способом рационально находить концентрации носителей заряда при условии, что собственная концентрация по порядку близка к концентрации легирующей примеси, т. е. при $n_i \approx N_d$.

Если собственная концентрация носителей много больше концентрации легирующих примесей, т. е. когда $n_i > N_d$, то преобладает механизм тепловой генерации и концентрация основных и неосновных носителей заряда примерно равна собственной концентрации.

Задача 6. Определите контактную разность потенциалов p - n -перехода при комнатной температуре и ширину области пространственного заряда, если переход изготовлен из кремния со следующими параметрами $n_n = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $p_n = 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $p_p = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $n_p = 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Постройте энергетическую диаграмму p - n -перехода.

Решение. Контактную разность потенциалов определим как разность уровней Ферми в полупроводниках с различным типом проводимости:

$$\Phi_k = \frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp}}{q}.$$

Воспользуемся выражением для нахождения уровня Ферми из задачи 3. Комнатную температуру примем равной $T = 300 \text{ К}$:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{Fn} &= \varepsilon_i + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n_n}{p_n}\right) = \varepsilon_i + \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{2} \cdot \ln\left(\frac{10^{19}}{10^{17}}\right) = \\ &= \varepsilon_i + 9,533 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} = \varepsilon_i + 0,06 \text{ эВ};\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{Fp} &= \varepsilon_i + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n_p}{p_p}\right) = \varepsilon_i + \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{2} \ln\left(\frac{10^{16}}{10^{20}}\right) = \\ &= \varepsilon_i + 1,906 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = \varepsilon_i - 0,12 \text{ эВ};\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_k &= \frac{\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp}}{q} = \frac{kT}{2q} \ln\left(\frac{n_n}{p_n}\right) - \frac{kT}{2q} \ln\left(\frac{n_p}{p_p}\right) = \frac{kT}{2q} \ln\left(\frac{n_n p_p}{p_n n_p}\right) = \\ &= \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{2 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} \ln\left(\frac{10^{19} \cdot 10^{20}}{10^{17} \cdot 10^{16}}\right) = 0,18 \text{ В}.\end{aligned}$$

Область пространственного заряда (ОПЗ) образуется за счет ухода его основных носителей через переход во время диффузии. В результате в каждом из полупроводников вблизи перехода образуется область, обедненная носителями заряда, ширина которой определяется в соответствии с выражениями:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U)}{qN_a^2\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}} \quad \text{и} \quad W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U)}{qN_d^2\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}},$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\varepsilon = 11,8$ (для Si),
 U – напряжение, приложенное к p - n -переходу.

При комнатной температуре все примесные атомы ионизированы, поэтому концентрации основных носителей заряда примерно равны концентрациям донорных и акцепторных примесей. В отсутствие внешнего напряжения ширины обедненных областей будут равны

$$W_p \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{qp_p^2\left(\frac{1}{p_p} + \frac{1}{n_n}\right)}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,8 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 0,179}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{40} \cdot \left(\frac{1}{10^{20}} + \frac{1}{10^{19}}\right)}} = 4,607 \cdot 10^{-7} \text{ м};$$

$$W_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\Phi_K}{qn_n^2\left(\frac{1}{p_p} + \frac{1}{n_n}\right)}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,8 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 0,179}{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{38} \cdot \left(\frac{1}{10^{20}} + \frac{1}{10^{19}}\right)}} = 4,607 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Ширина ОПЗ равна сумме обедненных областей:

$$W = W_p + W_n = 0,461 \cdot 10^{-6} + 4,607 \cdot 10^{-6} = 5,068 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Построим энергетическую диаграмму p - n -перехода (рис. 30). Для этого сначала отложим уровень Ферми. Он будет идти строго горизонтально, поскольку в равновесном состоянии энергия Ферми в p - и n -полупроводнике выравнивается ($\epsilon_{Fp} = \epsilon_{Fn}$). Отметим среднюю часть по оси абсцисс в качестве ОПЗ (W). Далее отложим энергию середины запрещенной зоны (ϵ_{ip} и ϵ_{in}). В p -полупроводнике (слева от ОПЗ) она расположена на 0,12 эВ выше уровня Ферми, а в n -полупроводнике (справа от ОПЗ) – ниже уровня Ферми на 0,06 эВ. В ОПЗ соединим середины запрещенных зон ϵ_i между собой прямой линией.

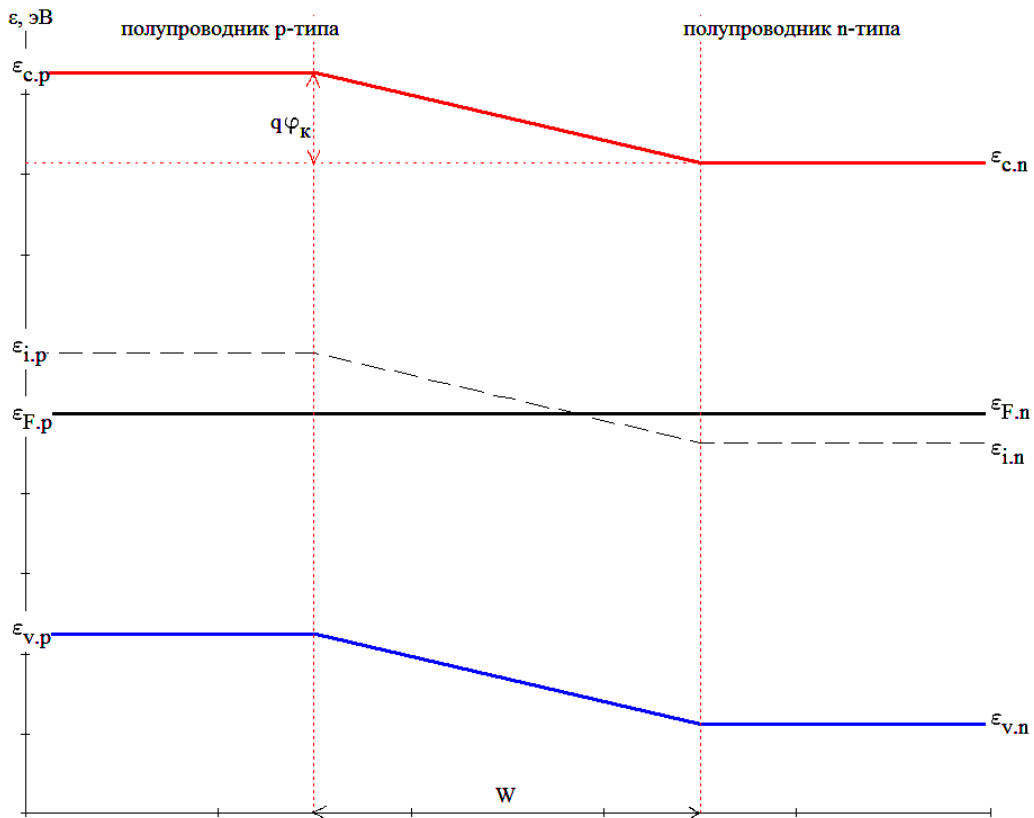


Рис. 30. Энергетическая диаграмма

Тангенс угла наклона этой линии пропорционален контактной разности потенциалов. После этого отметим дно зоны проводимости (ε_c) в обоих полупроводниках, лежащее выше середины запрещенной зоны на половину ее ширины ($\Delta\varepsilon_g/2 = 0,56$ эВ), и потолок валентной зоны (ε_v), лежащий ниже середины запрещенной зоны также на половину ее величины (0,56 эВ). Отметим контактную разность потенциалов как разность двух уровней в полупроводниках с различным типом проводимости.

Задача 7. Определите величину заряда на единицу площади и постройте распределение напряженности внутреннего электрического поля в ОПЗ несимметричного p - n -перехода, изготовленного из германия (Ge). Известно, что $N_d = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $N_a = 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $W = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Решение. Величины заряда на единицу площади по обе стороны перехода равны:

$$Q_p = qN_a W_p; \quad Q_n = qN_d W_n.$$

В силу условия электронейтральности, положительные заряды в n -области, образованные ионизированными донорами, должны быть скомпенсированы отрицательными зарядами в p -области, образованными ионизированными акцепторами:

$$Q_p = Q_n \Rightarrow qN_a W_p = qN_d W_n \Rightarrow W_p = W_n \frac{N_d}{N_a}.$$

Подставив ширину обедненной p -области в выражение для ширины ОПЗ, получим:

$$W = W_n + W_p = W_n + W_n \frac{N_d}{N_a} = W_n \frac{N_a + N_d}{N_a} \Rightarrow W_n = W \frac{N_a}{N_a + N_d};$$

$$W_n = 5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{4 \cdot 10^{20}}{4 \cdot 10^{20} + 10^{20}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Тогда величина заряда на единицу площади будет равна:

$$Q_n = qN_d W_n = 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{20} \cdot 4 \cdot 10^{-6} = 6,408 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/м}^2.$$

Величина напряженности внутреннего электрического поля максимальна в области перехода (металлургической границы) и линейно убывает по ОПЗ, спадая до нуля на границах ОПЗ. Максимальное значение напряженности электрического поля определим в соответствии с выражением:

$$E_{\max} = -\frac{qN_dW_n}{\epsilon\epsilon_0} = -\frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{20} \cdot 4 \cdot 10^{-6}}{8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 16} = -4,523 \cdot 10^5 \text{ В/м.}$$

Построим распределение напряженности электрического поля в ОПЗ (рис. 31).

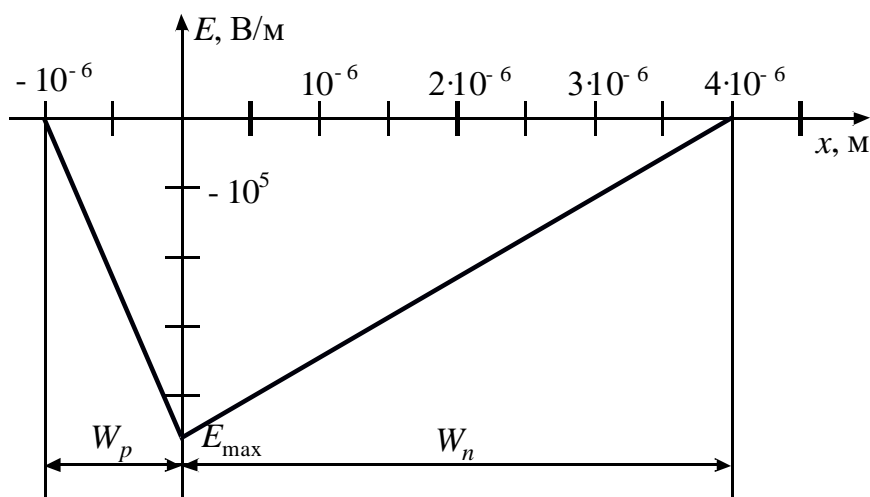


Рис. 31. Распределение напряженности электрического поля

Задача 8. Постройте вольт-фарадную характеристику кремниевого *p-n*-перехода для обратных напряжений, имеющего следующие параметры: $\varphi_k = 0,6 \text{ В}$, $N_d = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $N_a = 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $S = 5 \text{ мм}^2$.

Решение. Область пространственного заряда представим как конденсатор, емкость которого зависит от ширины обедненных областей и плотности объемного заряда. Эта емкость называется барьерной. Поскольку ширина ОПЗ зависит от напряжения, то емкость перехода также зависит от приложенного напряжения. При приложении прямого напряжения к переходу над барьерной емкостью преобладает диффузионная емкость, которая возникает вследствие инжекции основных носителей заряда в противоположные области, в результате чего возникают дополнительные (инжектированные) заряды в области

перехода. Эта емкость резко возрастает с повышением приложенного напряжения. При приложении обратного напряжения главную роль играет барьерная емкость, так как в этом случае нет диффузии носителей заряда. Рассмотрим влияние внешнего поля на барьерную емкость. В общем случае выражение для емкости записываем в виде:

$$C_{\text{бар}} = \left| \frac{dQ}{dU} \right|.$$

Воспользуемся выражением для определения заряда из предыдущей задачи:

$$Q = SqN_d W_n = SqN_d \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_K - U)}{qN_d^2 \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}} = S \sqrt{\frac{2q\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_K - U)}{\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}};$$

$$\frac{dQ}{dU} = -S \sqrt{\frac{q\varepsilon\varepsilon_0}{2 \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\varphi_K - U)}}.$$

Тогда

$$C_{\text{бар}} = \left| \frac{dQ}{dU} \right| = S \sqrt{\frac{q\varepsilon\varepsilon_0}{2 \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\varphi_K - U)}}.$$

Построим зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения (рис. 32). Это и будет вольт-фарадная (ВФХ) характеристика *p-n*-перехода:

$$C_{\text{бар}}(U) = 5 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{\frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 11,8 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12}}{2 \left(\frac{1}{4,10^{20}} + \frac{1}{10^{20}} \right) \cdot (0,6 - U)}} = \sqrt{\frac{1,674 \cdot 10^{-20}}{0,6 - U}}.$$

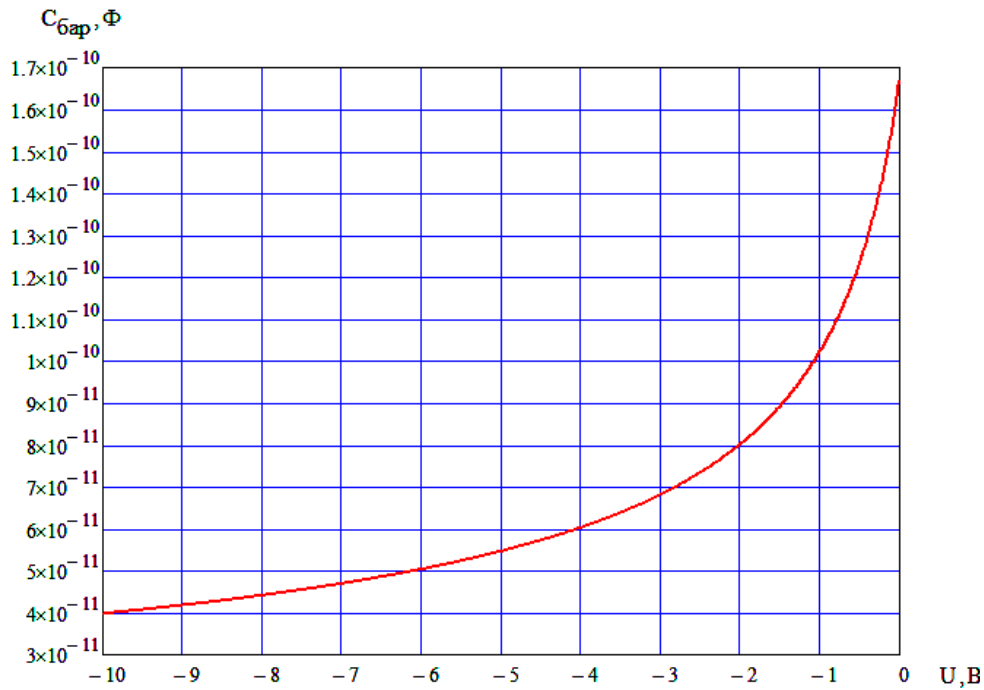


Рис. 32. ВФХ p - n -перехода

Задача 9. Постройте вольт-амперную характеристику кремниевого p - n -перехода, площадью $S = 5 \text{ мм}^2$, при температуре $T = 300 \text{ К}$. Концентрации неосновных носителей заряда соответственно равны: $p_n = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $n_p = 10^{14} \text{ м}^{-3}$.

Решение. Вольт-амперную характеристику p - n -перехода описываем уравнением:

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right),$$

где I_0 – обратный ток диода или ток насыщения.

В общем случае, ток через переход включает в себя дрейфовую и диффузионную составляющие. Диффузионная составляющая плотности тока описывается уравнением вида:

$$j_{\text{диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx},$$

где D_p и D_n – соответственно коэффициенты диффузии дырок и электронов, которые определим, используя соотношение Эйнштейна:

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} \cdot 0,06 = 1,55 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с};$$

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,602 \cdot 10^{-19}} \cdot 0,15 = 3,88 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Диффузионная длина носителей связана с коэффициентом диффузии и временем жизни следующими соотношениями:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{1,55 \cdot 10^{-3} \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 1,969 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{3,88 \cdot 10^{-3} \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 3,114 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

При приложении обратного напряжения диффузионный ток становится равным нулю и обратный ток равен дрейфовому току $I_0 = I_{др}$, который слабо зависит от приложенного напряжения. Дрейфовый ток обусловлен неосновными носителями заряда. Под действием электрического поля неосновные носители уходят через переход со скоростью дрейфа:

$$V_{др} = \frac{L}{\tau} = \frac{LD}{L^2} = \frac{D}{L}.$$

Поскольку плотность дрейфового тока

$$j_{др} = j_{дрp} + j_{дрn} = q(p_n V_{дрp} + n_p V_{дрp}) = q \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right),$$

а ток связан с его плотностью соотношением $I = Sj$, то

$$\begin{aligned} I_0 &= Sq \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) = \\ &= 5 \cdot 10^{-6} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot \left(\frac{1,55 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{15}}{1,969 \cdot 10^{-3}} + \frac{3,88 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{14}}{3,114 \cdot 10^{-3}} \right) = 7,3 \cdot 10^{-10} \text{ А}. \end{aligned}$$

Построим зависимость тока от приложенного напряжения:

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right) = 7,3 \cdot 10^{-10} \left(\exp\left(\frac{U}{0,0258}\right) - 1 \right).$$

Видно, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n -перехода (рис. 33) имеет ярко выраженный несимметричный характер.

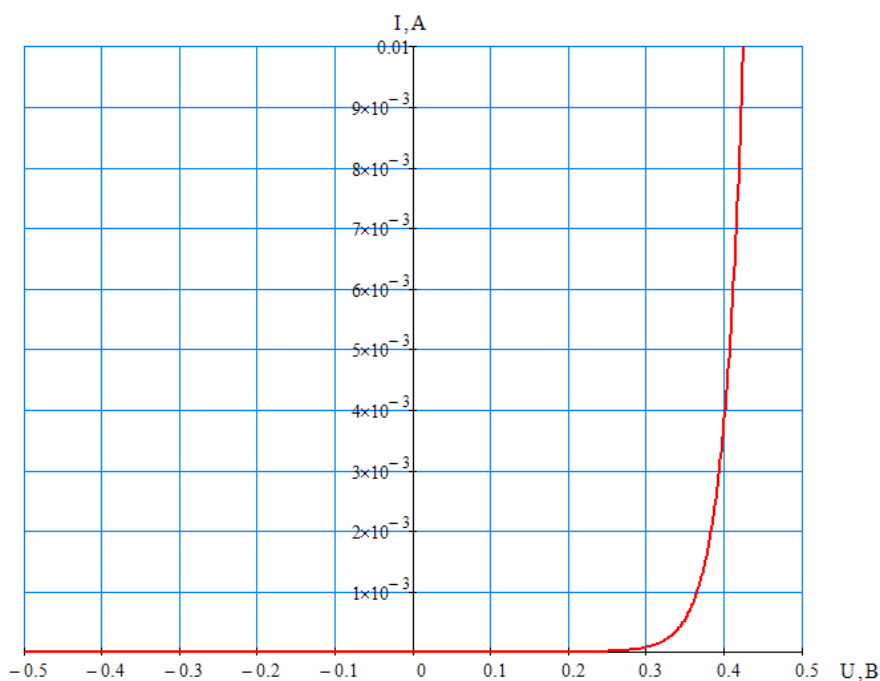


Рис. 33. ВАХ p - n -перехода

В области прямых напряжений ток p - n -перехода экспоненциально возрастает с ростом приложенного напряжения. В области отрицательных напряжений ток практически равен нулю. Построим обратную ветвь вольт-амперной характеристики в увеличенном масштабе (рис. 34).

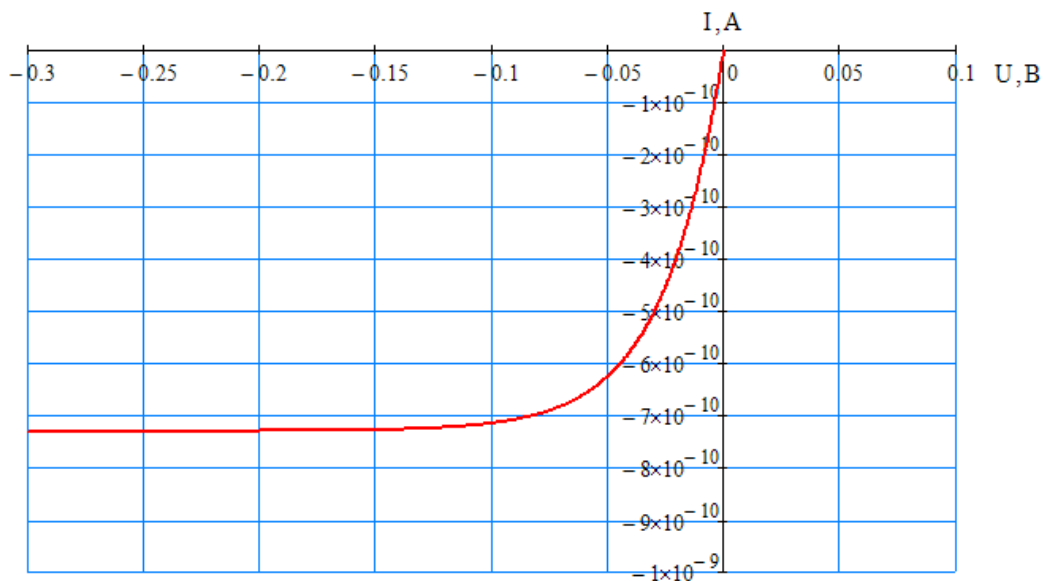


Рис. 34. Обратная ветвь ВАХ масштабированная

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сорокин, В. С. Материалы и элементы электронной техники : учебник : в 2 томах / В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева. – Москва : Академия, 2006. – Т. 1. – 448 с.
2. Сорокин, В. С. Материалы и элементы электронной техники : учебник : в 2 томах / В. С. Сорокин, Б. Л. Антипов, Н. П. Лазарева. – Москва : Академия, 2006. – Т. 2. – 384 с.
3. Гуртов, В. А. Физика твердого тела для инженеров : учебное пособие / В. А. Гуртов, Р. Н. Осауленко. – Москва : Техносфера, 2007. – 520 с.
4. Антипов, Б. Л. Материалы электронной техники. Задачи и вопросы : учебное пособие для вузов / Б. Л. Антипов, В. С. Сорокин, В. А. Терехов. – Санкт-Петербург : Лань, 2003. – 208 с.
5. Петров, К. С. Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника : учебное пособие / К. С. Петров. – Санкт-Петербург : Питер, 2006. – 522 с.
6. Гуртов, В. А. Твердотельная электроника : учебное пособие / В. А. Гуртов. – Москва : Техносфера, 2005. – 408 с.
7. Покровский, Ф. Н. Материалы и компоненты радиоэлектронных средств / Ф. Н. Покровский. – Москва : Горячая линия – Телеком, 2005. – 350 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
1. Общие теоретические сведения.....	5
1.1. Электронный транспорт в полупроводниках. Зонная структура полупроводников.....	5
1.2. Концентрация подвижных носителей заряда в собственном полупроводнике.....	10
1.3. Концентрация носителей заряда в примесных полупроводниках.....	14
1.4. Электропроводность полупроводников.....	18
1.5. Неравновесные носители заряда.....	21
1.6. Электропроводность в сильных электрических полях.....	24
1.7. Поверхностные явления. Энергетические уровни Тамма.....	27
1.8. Различные виды контактов и работа выхода.....	30
1.9. Контакт «металл – металл».....	31
1.10. Контакт «металл – полупроводник».....	33
1.11. Омический контакт.....	36
1.12. Электронно-дырочный переход.....	37
1.13. Гетеропереходы.....	43
1.14. Эффект Холла.....	45
2. Контрольное задание.....	53
2.1. Задание и исходные данные на контрольную работу.....	53
2.2. Требования к оформлению контрольной работы.....	56
3. Примеры решения задач.....	57
Библиографический список.....	72

Учебное издание

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Учебно-методическое пособие

Составители: **Потапов** Андрей Александрович,
Синицин Алексей Михайлович,
Зайнуллин Радик Рустэмович,
Калимуллин Рустем Ирекович

Кафедра промышленной электроники и светотехники КГЭУ

Редактор *М. С. Беркутова*
Технический редактор *И. В. Краснова*
Компьютерная верстка *Т. И. Лунченковой*

Подписано в печать
Формат 60×84 1/16. Усл. печ. л. 4,30. Уч.-изд. л. 2,29.
Заказ /эл.

Редакционно-издательский отдел КГЭУ
420066, г. Казань, ул. Красносельская, 51