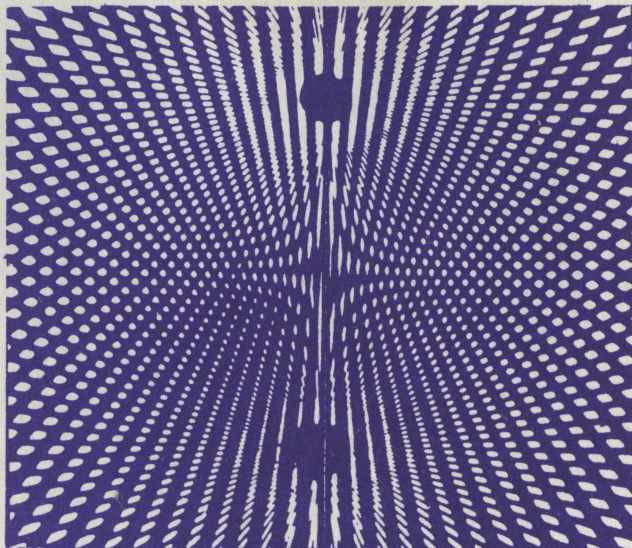


Г. И. Катаев, С. А. Никитин

Издательство
Московского
университета



ФИЗИКА

ОБЩИЙ

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ.

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ



1989

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра общей физики для естественных факультетов

Г.И.Катаев, С.А.Никитин

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Издательство Московского университета

1989

53(046.1)+537.311.322

53

~~ББК 22.070~~

К 29

~~УДК 539.298~~

Рецензенты: канд. физ.-мат. наук Д.Д.Гуло,
канд. физ.-мат. наук В.И.Козлов

Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Московского университета

Катаев Г.И., Никитин С.А.

29 Общий физический практикум. Физика полупроводников.-М.:
Изд-во Моск. ун-та, 1989. - 72 с.
ISBN 5-211-01401-4.

Пособие содержит теоретическое введение по теме "Физика полупроводников", достаточное для понимания физической сути следующих ниже описаний лабораторных работ и включающее изложение основ зонных представлений о структуре твердых тел, понятий о собственной и примесной проводимости полупроводников, о явлениях при $p-n$ переходе, эффекте Холла, устройстве и работе полупроводникового диода и транзистора.

Для студентов естественных факультетов.

077(02)-89-заказное
ISBN 5-211-01401-4

ББК 22.379

© Издательство Московского
университета, 1989 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Пособие содержит теоретическую часть, в которой изложен материал, необходимый для подготовки к выполнению экспериментальных задач, и описание трех лабораторных работ: "Исследование температурной зависимости электросопротивления полупроводников", "Определение концентрации, подвижности и типа носителей тока с помощью эффекта Холла", "Изучение работы транзистора". Особенностью издания является то, что теоретическое введение написано достаточно развернуто и позволяет студентам ориентироваться в физике изучаемых явлений, не прибегая к дополнительной литературе. Необходимость изложения теории изучаемых явлений вызвана тем, что ряд работ выполняется студентами до того, как соответствующий материал излагается в лекционном курсе, а также определенными недостатками изложения его в учебниках.

Теоретическое введение, § I - I2 написаны профессором С.А.Никитиным и доцентом Г.И.Катаевым.

Описания задач составлены: № 70 - ст.преподавателем Т.И.Овчинниковой, № 90 - доцентом Е.И.Свириной и ассистентом Ю.И.Авксентьевым, № 60 - ст.преподавателем С.Д.Антиповым.

ВВЕДЕНИЕ

Твердые тела подразделяются по своим электрическим свойствам на три больших класса: металлы, полупроводники и изоляторы (диэлектрики). Удельное электросопротивление полупроводников при комнатной температуре лежит в интервале значений от 10^{-4} до 10^7 Ом.м. Удельное сопротивление металлов ниже: $\sim 10^{-8}$ Ом.м; а изоляторов выше: $10^{12} + 10^{20}$ Ом.м. Температурная зависимость электросопротивления в полупроводниках и металлах имеет различный характер: если электросопротивление металлов быстро уменьшается с понижением температуры, то у полупроводников оно возрастает и при приближении температуры к абсолютному нулю принимает весьма большие значения. Чистые, совершенные полупроводниковые кристаллы при абсолютном нуле температур обладают электрическими свойствами непроводящих диэлектриков.

Особенностью полупроводников является их способность сильно изменять свою электропроводность при различных внешних воздействиях: при изменении температуры, приложении давления, электрических и магнитных полей, под действием освещения.

Отличие полупроводников от металлов состоит также в их различной реакции на введение примесных атомов. Если в металлах примеси всегда только снижают проводимость, не изменяя характера температурной зависимости электросопротивления, то в полупроводниках примеси даже в незначительных количествах изменяют как значение, так и характер температурной зависимости электросопротивления. Электрические свойства полупроводников сильно зависят от дефектов кристаллической структуры.

Поэтому для реализации полупроводниковых свойств принципиальное значение имеет получение сверхчистых веществ и монокристаллов, а также контролируемое легирование полупроводников примесями, что обеспечивает получение требуемых для техники материалов.

Благодаря прогрессу в технологии получения сверхчистых веществ и монокристаллов в последние десятилетия возникли широкие возможности для детального научного исследования физических свойств полупроводников и применения полупроводниковых приборов в различных областях техники (радиотехнике, автоматике, электронике, кибернетике, телемеханике и др.). Важными этапами внедрения полупроводников было открытие транзистора и использование интегральных схем, что обеспечило решение задачи микроминиатюризации электронных устройств. В настоящее время

используются электронные приборы, где десятки тысяч полупроводниковых элементов размещены на площади не более $0,4 \text{ см}^2$. Плотность размещения этих элементов соизмерима с плотностью нейронов в человеческом мозге.

Известно большое число полупроводниковых веществ. Важными полупроводниками являются чистые элементы (кремний, германий, селен, графит и др.), закись меди (Cu_2O), теллурид свинца (PbTe), сульфид свинца (PbS), карбид кремния (SiC), арсенид галлия (GaAs) и др.

Применение полупроводников в технике обеспечивается развитием и достижениями физики твердого тела, которая широко использует при рассмотрении физических процессов аппарат квантовой механики. Квантовая теория электропроводности твердых тел (зонная теория) позволяет последовательно объяснять различия в электрических свойствах металлов, полупроводников и изоляторов.

§ 1. ОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНА ПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Различие в величине удельного электросопротивления металлов и диэлектриков чрезвычайно велико - до 10^{30} раз. Трудно указать какое-либо другое свойство твердых тел, которое обладает подобным разбросом значений. Электросопротивление полупроводников имеет промежуточное значение между металлами и диэлектриками и резко зависит от температуры, примесей и внешних воздействий.

Объяснить эти опытные данные на основе представлений классической физики невозможно. Для этого необходимо учесть волновые свойства электронов, квантовый характер законов, управляющих его движением, а также взаимодействие электронов с периодической кристаллической решеткой твердого тела.

Волновые свойства электронов. Представление о том, что электрон и другие микрочастицы обладают волновыми свойствами, возникло на основе экспериментальных фактов. Сначала была выяснена корпускулярно-волновая природа света. В целом ряде явлений, таких, как интерференция, дифракция, поляризация, свет проявляет себя как электромагнитные волны с определенной длиной волны (или частотой). В то же время в ряде других явлений (поглощение и испускание света атомами, фотоэффект и др.) свет проявляет себя как поток частиц. Энергия света поглощает-

2-1260

ся и испускается в виде порций - квантов с энергией:

$$E = h\nu, \quad (1)$$

где постоянная Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж.с, а ν - частота света (длина волны $\lambda = c/\nu$, c - скорость света).

Отсюда возникло представление о свете как о потоке частиц фотонов, которые обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Главными характеристиками фотона являются частота (длина волны) и импульс:

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (2)$$

Таким образом было показано, что свет обладает двойственной корпускулярно-волновой природой. В проявлении этих противоположных, но диалектически слитых в единое целое свойств света имеется вполне определенная закономерность. Квантовые, корпускулярные свойства света проявляются наиболее отчетливо при уменьшении длины волны (при увеличении частоты).

Волновые свойства света проявляются более резко, если длина волны света сравнима с геометрическими размерами объекта или области, в которой происходит взаимодействие света с веществом. Если длина волны значительно меньше размеров объекта, то свет можно рассматривать как поток частиц-фотонов, волновые свойства которых можно не учитывать.

Основываясь на корпускулярно-волновом дуализме света, Луи де Бройль высказал предположение о том, что по аналогии с фотонами все микрочастицы обладают волновыми свойствами, причем движение частиц связано с волновым процессом, длина волн которого равна

$$\lambda = \frac{h}{m\nu}, \quad (3)$$

где ν - скорость частицы, m - ее масса.

Отсюда видно, что длина волны де Бройля связана с импульсом $p = m\nu$ тем же соотношением, что и для фотонов

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (4)$$

Предположение Луи де Бройля было подтверждено экспериментально К. Дэвиссоном и Л. Джермером, а также Г. Томпсоном и П. С. Тартаковским, которые наблюдали дифракцию электронов при их взаимодействии с кристаллами и поликристаллическими металлическими фольгами. Впоследствии удалось наблюдать дифракцию протонов, нейтронов, атомов гелия, молекул водорода и других микрочастиц. Таким образом было доказано, что волновые свойства присущи всем микрочастицам.

Последовательное описание движения микрочастиц дается квантовой механикой, где волновое движение микрочастиц описывается с помощью волновых функций $\Psi(x, y, z, t)$, которые определяют зависимость волн де Бройля от координат и времени. Физический смысл волновой функции состоит в том, что модуль квадрата волновой функции есть вероятность обнаружения микрочастицы в данной точке пространства.

Движение электрона проводимости в кристаллической решетке. Образование разрешенных и запрещенных энергетических зон. Электроны проводимости при своем движении в кристаллической решетке твердых тел взаимодействуют с атомами и ионами вследствие действия сил электростатического притяжения и отталкивания. Важным результатом этого взаимодействия является то, что при некоторых значениях импульса электрона возникают так называемые брэгговские отражения электронных волн (волн де Бройля) от периодически расположенных атомов и ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки.

Вследствие этого образуются интервалы значений энергии, которыми электрон проводимости обладать не может, т.е. образуются энергетические щели или зоны запрещенной энергии. Существование этих зон имеет решающее значение для ответа на вопрос, почему вещество является металлом, полупроводником или изолятором.

Для выяснения физических механизмов, приводящих к появлению запрещенных зон, рассмотрим простую модель: линейную цепочку

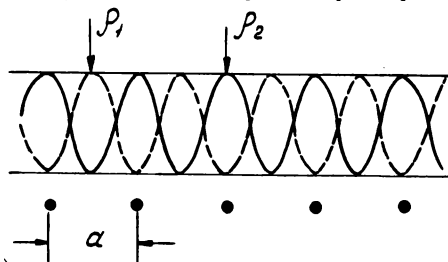


Рис. I

одинаковых атомов, центры которых равноудалены друг от друга на расстояние a (однородная решетка, рис. I). Если электрон не взаимодействует с атомами (свободный электрон), то связь его энергии с импульсом дается соотношением:

$$E = \frac{p^2}{2m}. \quad (5)$$

При изучении движения микрочастиц вместо импульса часто рассматривают волновой вектор \vec{K} , который направлен так же как и импульс, и связан с ним соотношением, следующим из формулы де Бройля:

$$k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}, \quad (6)$$

где $\hbar = \hbar / 2\pi$.

В зависимости от волнового вектора \vec{k} энергия свободного электрона проводимости E дается соотношением:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2. \quad (7)$$

Зависимость энергии свободного электрона проводимости E от импульса и волнового вектора представлена на рис. 2, а. Эта зависимость имеет вид параболы. При учете взаимодействия электронов проводимости с периодически расположенными атомами возникает отражение электронных волн, причем волна отражения от атома с номером $\ell \pm 1$ интерферирует с первичной и отраженной волной у атома с номером ℓ . Здесь и далее под электронной волной и просто волной будем подразумевать волну де Бройля.

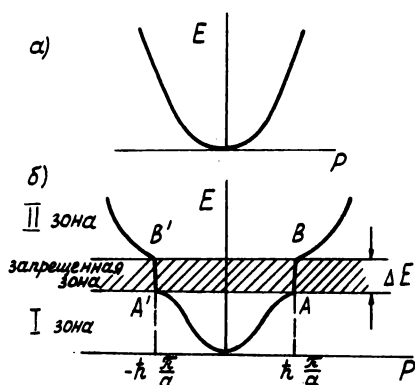


Рис. 2

Из соотношения (8) очевидно, что это произойдет при следующем значении модуля волнового вектора \vec{k} :

$$k = \pm \frac{\pi}{a} n^* \quad (9)$$

и значении импульса электрона

$$p = \pm \frac{\pi}{a} \hbar n^*. \quad (10)$$

Первые отражения происходят при $n^* = 1$, т.е. при $k = \pm \pi/a$ и $p = \pm \hbar \pi/a$. Таким образом, при этих значениях импульса электрона проводимости и волнового вектора электронная волна, бегущая в определенном направлении, испытывает сильное отраже-

ние, в результате чего образуется отраженная волна, бегущая в обратном направлении.

Наложение бегущей и отраженной волн приводит к образованию стоячей электронной волны. Как показывает квантовомеханическое рассмотрение, распределение плотности электронного заряда ρ в линейной цепочке одинаковых атомов при $k = \pm \pi/a$ имеет "размазанный" характер и может быть описано двумя различными (существующими одновременно) стоячими волнами: для первой

$$\rho_1 \sim \sin^2 \frac{\pi}{a} x, \quad (II)$$

а для второй

$$\rho_2 \sim \cos^2 \frac{\pi}{a} x. \quad (I2)$$

В первой волне распределения заряда имеет максимумы в середине между ионами, а во второй — максимумы на ионах (см. рис. I).

Вклад в потенциальную энергию электростатического взаимодействия положительного заряда Ze с "размазанным" отрицательным электронным зарядом ρdV , находящимся в объеме dV , на расстоянии z от ядра, равен по закону Кулона:

$$dU = \frac{Ze \rho dV}{4\pi \epsilon_0 z}. \quad (I3)$$

Если учесть, что заряд электрона отрицателен, $\rho < 0$, то из формулы (I3) можно сделать заключение, что для распределения заряда, при котором максимум электронной плотности приходится на ионы (формула (I2)), потенциальная энергия меньше, чем для распределения электронного заряда, где максимум электронной плотности приходится на середину расстояния между ионами. По этой причине при одном и том же значении импульса $p = \pm \hbar \pi/a$ и волнового вектора $k = \pm \pi/a$ существуют состояния, каждое из которых имеет свое значение энергии и распределение плотности заряда электрона в решетке. Эти энергетические состояния разделены энергетической щелью ΔE (рис. 2, б) при $p = \pm \hbar \pi/a$ и $k = \pm \pi/a$. Таким образом, образуется первая разрешенная энергетическая зона со значениями импульса электрона

$$-\hbar \frac{\pi}{a} \leq p \leq +\hbar \frac{\pi}{a} \quad (I4)$$

и волнового вектора

$$-\frac{\pi}{a} \leq k \leq +\frac{\pi}{a}. \quad (I5)$$

Эта зона отделена от следующей разрешенной зоны, определяемой условиями

$$-\hbar \frac{2\pi}{a} \leq p \leq -\hbar \frac{\pi}{a}; \quad +\hbar \frac{\pi}{a} \leq p \leq +\hbar \frac{2\pi}{a} \quad (I6)$$

энергетическим интервалом ΔE (рис.2,б) - запрещенной зоной.

Квантование энергии электрона проводимости - образование энергетических уровней. Так как кристалл имеет конечные размеры, то движение электрона ограничено определенной областью пространства. При движении электрона по одномерной цепочке атомов длиной L возможны только такие волны, которые удовлетворяют граничным условиям: на длине L должно укладываться целое число волн n , т.е.

$$n\lambda = L. \quad (I7)$$

Отсюда и из формулы (4) возможные значения импульса электрона в одномерной цепочке атомов равны

$$p = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{L} n, \quad (I8)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Следовательно, значения импульса электрона квантуются, т.е. имеется дискретный набор его значений (так же как и волнового вектора $k=p/\hbar$).

Энергию электрона мы получим, подставляя импульс в выражение для энергии (5). Квантовомеханические расчеты показывают, что для электронов, слабо взаимодействующих с решеткой, формула (5) остается справедливой. В результате имеем:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 n^2. \quad (I9)$$

Таким образом, энергия электрона квантуется, т.е. имеется дискретный набор возможных энергетических уровней, а прочие значения энергии не реализуются (поскольку им соответствуют волны, не удовлетворяющие граничным условиям).

Как было установлено выше, в линейной цепочке атомов первая разрешенная энергетическая зона соответствует интервалу значений p , ограниченному неравенством (I. В этом интервале p принимает согласно (I8) значения

$$p = \hbar \frac{2\pi}{L} \left\{ 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \frac{L}{2a} \right\}. \quad (20)$$

Отношение L/a есть число атомов в решетке N , поскольку a есть расстояние между атомами, L -длина одномерного кристалла. Из формулы (20) с учетом плюсов и минусов следует, что первая разрешенная зона содержит N энергетических уровней.

Если учесть, что электрон обладает спином, то каждому энергетическому уровню соответствуют два состояния. Они отличаются тем, что в одном состоянии спин электрона направлен "вверх", а в другом "вниз".

Таким образом, энергетическая зона, в данном случае в металлах, образованная $N = L/a$ атомами, содержит $2N$ состояний. Полученные результаты, найденные из качественных физических соображений, находят обоснование при квантовомеханическом рассмотрении: при решении уравнения Шредингера при соответствующих граничных условиях.

§ 2. ЗОННАЯ СТРУКТУРА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Как показано в § I, расщепление энергетических уровней, объединение их в энергетические зоны и наличие запрещенных энергетических зон для металлов находят объяснение в простой модели, описывающей движение электрона проводимости в периодическом электростатическом поле кристаллической решетки. Образование энергетических зон и расщепление уровней в любых твердых телах можно понять также, если проследить изменение энергетических состояний совокупности атомов по мере их сближения из положения, где они были сильно удалены друг от друга.

Как известно, изолированные атомы обладают дискретным энергетическим спектром, т.е. электроны могут занимать лишь определенные энергетические уровни. В системе из N одинаковых атомов, сильно удаленных друг от друга (газ), энергетические уровни электронов будут такими же, как в изолированных атомах, потому что взаимодействие между электронами различных атомов и между атомами практически отсутствует. При конденсации газообразного вещества в жидкость, а затем в кристалл расстояние между атомами сильно уменьшается, вследствие чего атомы начинают сильно взаимодействовать между собой, а электронные оболочки разных атомов заметно перекрываются. Это сильно изменяет характер движения электронов. Электроны могут без изменения энергии (посредством обмена) легко переходить от одного атома к другому, т.е. в результате перекрытия электронных оболочек происходит определенное обобществление электронов. При этом энергетические уровни атомов "расщепляются".

Рассмотрим, что происходит при сближении двух атомов водорода, в каждом из которых электрон находится в основном энергетическом состоянии. При сближении этих атомов возможно образование двух состояний. В первом электрон "проводит" значительную часть времени в области середины расстояния между протонами (средняя плотность заряда электрона отлична от нуля). Здесь потенциальная энергия электростатического взаимодействия электрона с двумя положительно заряженными ядрами дает

значительный вклад в общую энергию системы, что заметно увеличивает энергию связи двух атомов. Во втором состоянии электрон практически "не бывает" вблизи середины расстояния между протонами, и поэтому потенциальная энергия по сравнению с первым состоянием выше. Волновые функции (волны де Бройля) в первом и втором состояниях заметно отличаются. В результате из одного уровня изолированного атома образуется два различных энергетических уровня в системе из двух атомов. Образование этих двух различных состояний строго может быть объяснено при квантовомеханическом рассмотрении с учетом принципа Паули (см. далее).

В системе из N атомов в результате их взаимодействия и перекрытия электронных оболочек образуется N энергетических уровней, которые образуют зону (см. рис.3). Если учесть, что электрон обладает спиновым магнитным моментом, то на каждом уровне могут разместиться два электрона с противоположно направленными магнитными моментами, т.е. каждому уровню соответствует два различных состояния. Таким образом, общее число состояний в зоне равно $2N$. Ширина зоны тем больше, чем больше взаимодействие атомов и перекрытие электронных оболочек. Как видно из рис.3, энергетические зоны отделены друг от друга запрещенными зонами. Запрещенные зоны охватывают область значений энергии, которые у электрона не наблюдаются. Ширина разрешенных и запрещенных зон зависит от расстояния между атомами (рис.3).

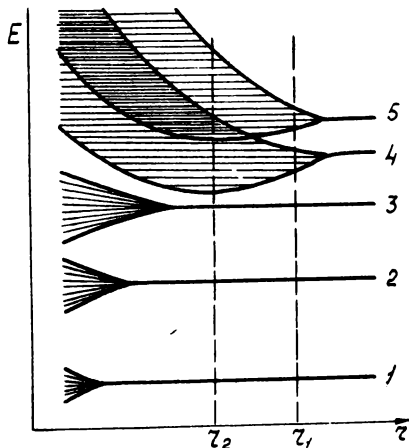


Рис.3

Таким образом, образование зонной структуры вытекает и из модели, где рассматривается система взаимодействующих атомов, электронные оболочки у которых предполагаются такими же, как и у свободных атомов. Эта модель является более предпочтительной для "внутренних" электронных оболочек. Для коллективизированных электронов - электронов проводимости - более правильна модель, описанная в § 1. Однако при этом следует учиты-

вать, что реальные кристаллы являются периодическими структурами, образованными из атомов и ионов, размещенных в узлах кристаллической решетки. Атомы обладают электронными оболочками, в которых можно выделить "внешние" и "внутренние" электронные оболочки. "Внешние", или валентные, электроны сравнительно легко отрываются от атома и участвуют в электропроводности. Энергетические уровни этих электронов образуют зону проводимости, или валентную зону. Энергетические уровни внутренних электронов, расположенных ближе к ядру, расщепляются гораздо меньше. Эти электроны практически не участвуют в электропроводности, так как они сильно связаны с атомами. Внутренние электронные оболочки соседних атомов перекрываются весьма слабо. Они, как правило, целиком заполнены электронами.

Самую верхнюю из заполненных электронами зон называют валентной. Она образуется из энергетических уровней внешних, валентных электронов. Электропроводность определяется процессами, которые происходят в валентной зоне и ближайшей к ней разрешенной зоне возбужденных состояний, которую называют свободной, поскольку она при низких температурах не заполнена электронами.

Ширину зоны обычно измеряют в энергетических единицах - электрон-вольтах. 1 электрон-вольт (эВ) есть энергия, которую приобретает электрон, обладающий зарядом $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл при прохождении им ускоряющей разности потенциалов в 1 В. Следовательно, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. В изолированном атоме "расстояние" между уровнями энергии - один или несколько электрон-вольт. Энергетическая ширина зоны в кристалле того же порядка, обычно $\sim 1 \text{ эВ}$. В 1 см^3 твердого тела содержится 10^{22} - 10^{23} атомов. В кристалле такого размера расстояние между соседними уровнями в зоне составляет $\sim 10^{-22} \text{ эВ}$. Это очень малая величина, если учесть, что энергия теплового движения частицы при комнатной температуре $E = \frac{3}{2} k_B T \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, а при 1 К порядка 10^{-4} эВ . Здесь и далее $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура.

Заполнение разрешенных зон электронами. Заполнение электронами энергетических уровней в разрешенных зонах происходит в соответствии с принципом Паули, согласно которому в квантовой системе (атоме, системе атомов и др.) в одном и том же квантовом состоянии не может находиться более одного электрона. Система электронов также должна иметь максимальную полную энергию, совместимую с принципом Паули. Принцип Паули вместе

с принципом минимума энергии в основном состоянии позволяет распределить электроны по энергетическим уровням.

Заполнение энергетических уровней в валентной зоне существенно зависит от количества электронов, которые отдает каждый атом в валентную зону. Здесь возможны три основных случая.

I. Каждый атом отдает один электрон в зону. Это означает, что один электрон отрывается от каждого атома и участвует в движении внутри кристалла. Всего таких электронов N . На каждом энергетическом уровне в соответствии с принципом Паули располагается два электрона с противоположно направленными спинами. Напомним, что всего в первой зоне $2N$ состояний и N уровней. В рассматриваемом случае зона заполнена наполовину, а твердое тело обладает свойствами металла. Заполнение электронами энергетических уровней в зонах представлено для этого случая на рис. 4, а. Электроны, заполняющие верхние уровни, под действием электрического поля или теплового возбуждения легко переходят на более высокие энергетические уровни, так как разность энергий соседних уровней чрезвычайно мала, $\sim 10^{-22}$ эВ. Это значительно меньше, чем энергия, приобретаемая электронами на длине свободного пробега под действием электрического поля, которая составляет 10^{-8} – 10^{-4} эВ. Средняя кинетическая энергия тепловых колебаний так же больше, $\sim 0,04$ эВ. Электроны, перешедшие на более высокие уровни, являются "свободными" электронами металла и обеспечивают в нем теплопроводность (хаотическое движение электронов) и электропроводность (направленное движение электронов под действием электрического поля,

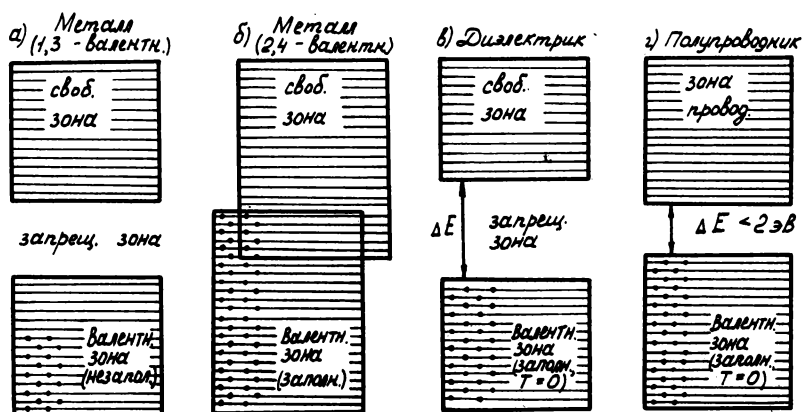


Рис. 4

торое "накладывается" на хаотическое тепловое движение).

Щелочные и благородные металлы обладают высокой электропроводностью вследствие того, что они одновалентны и валентная зона заполнена наполовину. В общем случае твердое тело является металлом, если валентная зона заполнена не полностью (рис. 4, а).

Расщепление энергетических уровней и ширина зон существенно зависят от расстояния γ между атомами в кристалле. При изменении этого расстояния расщепление обычно увеличивается, как показано на рис. 3, где по оси ординат отложена полная энергия электрона. Предположим, что твердое тело существует в двух кристаллических модификациях. Первая реализуется при межатомном расстоянии γ_1 , а вторая при межатомном расстоянии γ_2 . Из рис. 3 видно, что при межатомном расстоянии γ_1 зоны, соответствующие 4 и 5 уровням энергии изолированного атома, не перекрываются. Между ними существует запрещенная зона, или энергетическая щель. Во второй кристаллической модификации при межатомном расстоянии γ_2 зоны 4 и 5 частично перекрываются, в результате чего образуется более широкая зона, в которой число уровней является суммой числа уровней в каждой из отдельных зон.

Подобное перекрытие валентной зоны со следующей, т.е. ближайшей "свободной" зоной, происходит в щелочноземельных металлах, которые хотя и двухвалентны, тем не менее не являются изоляторами благодаря перекрытию зон. В них электроны, заполнив полностью одну зону, могут легко переходить и в следующую, "свободную" зону (рис. 4, б).

П. Каждый атом отдает два электрона, а перекрытие зон отсутствует. Первая зона заполнена целиком, потому что на всех N уровнях располагается по два электрона с противоположно направленными спинами. Поскольку все энергетические уровни в валентной зоне заняты, а между валентной и свободной зоной существует большая энергетическая щель ΔE - "запрещенная" зона, то электроны в валентной зоне при действии электрического поля или теплового возбуждения не могут перейти на более высокий энергетический уровень (рис. 4, в). В этом случае энергия, приобретаемая электроном на длине свободного пробега, т.е. между двумя столкновениями электрона с атомами примеси или дефектами кристаллической решетки, или тепловыми колебаниями решетки - фононами, слишком мала по сравнению с энергетической щелью ΔE , поэтому электрон не участвует в процессе переноса электрического заряда; такое твердое тело обладает минималь-

ной электропроводностью, т.е. является изолятором. Здесь электроны не участвуют и в процессах теплопроводности. Например, алмаз является изолятором потому, что имеет четыре валентных электрона, которые полностью заполняют валентные зоны, а энергетическая щель довольно велика, $\Delta E \approx 5$ эВ. У многих диэлектриков ΔE достигает 10 эВ.

Ш. Каждый атом отдает два электрона, но энергетическая щель (разница в энергиях между валентной и свободной зонами) сравнительно узка. Тогда при $T = 0$ К твердое тело обладает свойствами изолятора по тем же причинам, что и в предыдущем случае. При $T = 0$ К все энергетические уровни в первой зоне заполнены, а во второй все свободны. Однако при повышении температуры возникают тепловые флуктуации, и небольшая часть электронов может получить энергию порядка 1-2 эВ. Если ширина запрещенной зоны меньше этой величины, то такие электроны будут "переброшены" в свободную зону. Количество этих электронов возрастает по мере повышения температуры. Все эти электроны уже могут участвовать в электропроводности, переходя на более высокие незанятые энергетические уровни в свободной зоне, которая будет являться зоной проводимости. Такое твердое тело называется полупроводником. Число носителей тока и электропроводность полупроводников возрастают с повышением температуры (см. рис. 4, г).

Число молекул, обладающих заданным значением кинетической энергии при определенной температуре, согласно кинетической теории газов, определяется законом распределения Максвелла-Больцмана:

$$f(E) = \frac{N_1}{N} = e^{-\frac{E}{k_B T}}, \quad (21)$$

где N_1 - число молекул с энергией E , N - общее число молекул (в единице объема), $f(E)$ - функция распределения - относительное число частиц N_1/N , обладающих значением энергии E при температуре T . Эта же функция дает зависимость числа частиц массы m от высоты H в поле сил тяжести

$$f(E) = \frac{N_1}{N} = e^{-\frac{mgH}{k_B T}}. \quad (22)$$

Величина mgH - потенциальная энергия частицы. Согласно формуле (21) при $T \rightarrow 0$ К для всех энергий $E = 0$ $f(E) \rightarrow 0$. Следовательно, все частицы при $T = 0$ К имеют нулевую энергию, что, очевидно, противоречит важнейшему принципу квантовой теории - принципу Паули, согласно которому в каждом состоянии мо-

жет находиться только один электрон.

По принципу Паули даже при абсолютном нуле температур число электронов на каждом энергетическом уровне не может превышать двух. При этом спины электронов, находящихся на одном энергетическом уровне, должны быть ориентированы противоположно. Если общее число электронов в твердом теле N , то при 0 К они займут $N/2$ наиболее низких энергетических уровней.

Таким образом, классическая функция распределения Максвелла-Больцмана неприменима для описания систем, состоящих из электронов. Для электронов справедлива квантовая функция распределения Ферми-Дирака, вытекающая из квантовой статистической теории, которая базируется на следующих принципах:

1) В каждом состоянии может находиться только один электрон (принцип Паули).

2) Электроны являются неразличимыми.

Квантовая функция распределения Ферми-Дирака имеет вид:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} + 1}, \quad (23)$$

где $f(E)$ характеризует вероятность того, что данное энергетическое состояние занято ($f(E) = N_i / N$), E — энергия данного уровня, E_F — максимальная для данного тела энергия электронов при $T = 0$ К, так называемая энергия Ферми. При $T = 0$ К функция $f(E)$ обладает следующими свойствами: $f(E) = 1$ при $E < E_F$ и $f(E) = 0$ при $E > E_F$. Следовательно, при $T = 0$ К E_F имеет смысл предельной энергии: все состояния с энергией $E < E_F$ заняты, а все состояния с энергией $E > E_F$ свободны (рис. 5).

При повышенных температурах график $f(E)$ несколько изменяется по сравнению с графиком этой функции при $T = 0$ К (см. штриховую кривую на рис. 5). Состояния с энергией, которая меньше E_F на величину тепловой энергии $k_B T$, освобождаются, а состояния с энергией, которая на величину порядка $k_B T$ превышает E_F , заполняются. Если тепловая энергия $k_B T \ll E_F$, то распределение $f(E)$ называется вырожденным. В этом случае функция распределения $f(E)$ при конечной температуре отличается от $f(E)$ при 0 К только в области энергий вблизи E_F .

Энергия Ферми определяется концентрацией свободных электронов. Эти электроны в металлах находятся в валентной зоне, а

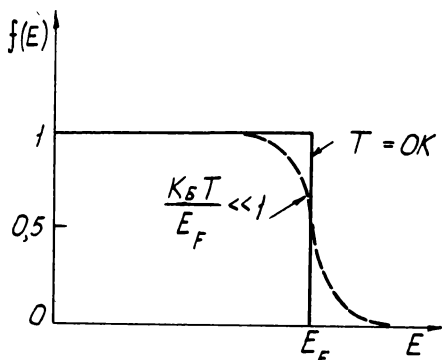


Рис.5

в металле остается вырожденной до температур $\sim 10^4$ К, что превышает температуру плавления. Вследствие вырождения в процессах электропроводности в металлах принимают участие не все свободные электроны, а только их малая часть, имеющая энергию, близкую к энергии Ферми. Средняя энергия электронов в металлах при нагревании практически не изменяется, вследствие чего электроны проводимости в металлах не вносят заметного вклада в теплоемкость.

В полупроводниках концентрация свободных электронов и энергия Ферми, которая определяется ею, значительно меньше, чем в металлах. Поэтому даже при сравнительно невысоких температурах возможно выполнение условия $K_B T \gg E_F$. В этом случае распределение (23) называется невырожденным. При $K_B T \gg E_F$ в случае больших энергий E , что выполняется в области "хвоста" графика функции $f(E)$, т.е. при $E - E_F \gg K_B T$, функция распределения Ферми-Дирака сводится к известному классическому распределению Максвелла-Больцмана

$$f(E) \sim e^{-\frac{E - E_F}{K_B T}} \sim e^{-\frac{E}{K_B T}}. \quad (24)$$

Из этой формулы видно, что при повышении температуры участок графика функции $f(E)$ вблизи E_F становится все более пологим и число электронов с энергией $E > E_F$ возрастает. Однако их число при обычных температурах все равно много меньше общего числа валентных электронов, т.е. тепловое движение влияет на кинетическую энергию лишь небольшой части всех электронов.

Применение функции Ферми-Дирака к полупроводникам позволяет

в полупроводниках - в свободной зоне (зоне проводимости). Концентрация электронов в металлах весьма велика, поэтому энергия Ферми там довольно высокая и составляет 3-15 эВ. Тепловая энергия $K_B T$ при температурах от 0 до 10^3 К не превышает величину несколько сотых долей электрон-вольта. Таким образом, в металлах $K_B T \ll E_F$, то есть система электронов в

оценить число электронов проводимости, перешедших при данной температуре из валентной зоны в свободную.

§ 3. ДВА ВИДА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Электроны, перешедшие в свободную зону, получают там возможность менять свою энергию, а следовательно, и скорость, под действием, например, электрического поля, поскольку в зоне существует множество незанятых уровней энергии. Такие электроны становятся в полупроводнике носителями тока. Но при этом в ранее целиком заполненной валентной зоне освободится столько "мест", сколько электронов перешло в свободную зону. Поэтому наложение электрического поля определенного направления на полупроводник вызовет и некое движение в валентной зоне. Это можно представить себе на простом примере. Зрители в театре, заметив впереди себя пустые места, пересаживаются поближе, сидящие дальше занимают места пересевших, и в результате пустые кресла как бы уплывают от сцены. Точно так же электроны под действием поля последовательно перескакивают, например, на верхние освободившиеся уровни валентной зоны, тогда незаполненные уровни ("пустые места") "спускаются" ниже. Кроме того, существует, конечно, тепловое неупорядоченное движение этих пустых мест. Важно, что их всегда много меньше, чем всех электронов в валентной зоне. Как показывает квантовая теория, эти пустые места, называемые "дырками", движутся в кристалле как положительные заряды определенной "эффективной" массы (эта масса может быть и большей, и меньшей массы электрона).

Таким образом, собственная проводимость идеально чистого кристалла полупроводника обеспечивается при некоторой температуре двумя видами носителей тока: отрицательными электронами в свободной зоне и положительными дырками в валентной зоне. При одном и том же направлении внешнего электрического поля электроны и дырки движутся в противоположных направлениях. На рис. 6 условно показаны зоны полупроводника и рядом соответствующий график функции распределения Ферми. Уровень Ферми при этом лежит как раз посередине запрещенной зоны. Он должен быть расположен так, чтобы при повышении температуры распределение электронов относительно него было симметричным. Поэтому число электронов, перешедших при данной температуре в свободную зону (равное числу дырок), определяется "хвостом" графика функции Ферми, лежащим выше "дна" свободной зоны. Дырки на рис. 6 условно показаны светлыми кружками. Так объясня-

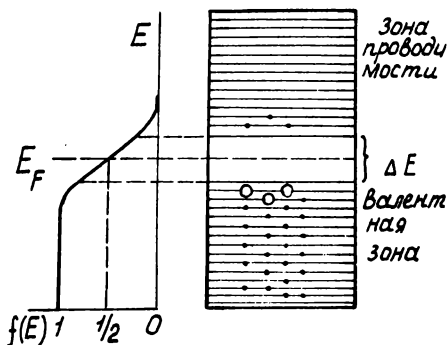


Рис.6

менты - германий и кремний. Каждый атом этих элементов в кристаллической решетке окружен четырьмя "ближайшими соседями", с которыми он связан четырьмя ковалентными связями. Одна такая связь образуется двумя валентными электронами, которыми как бы обмениваются два атома, по одному электрону связи на атом. На чертеже объемную решетку такого вещества (рис.7,а) можно условно представить в виде плоской решетки, в узлах которой находятся "атомные остатки" (рис.7,б). Это атомы без четырех валентных электронов, имеющие положительный заряд, равный четырем элементарным зарядам. Атомные остатки соединены между собой на рисунке двойными линиями, символизирующими ковалентные связи.

При некоторой температуре тепловое движение может разорвать некоторые связи, освободив электрон (по зонным представлениям он перешел в свободную зону). На место этого электрона может перескочить электрон, обуславливающий одну из соседних связей, и образовавшаяся дырка начинает двигаться по кристаллу. Если она встретится со свободным электроном, произойдет рекомбинация; оба носителя тока исчезнут. При каждой температуре образуется динамическое равновесие двух процессов: образование пар (свободный электрон - дырка) и рекомбинации.

Существенно, что при комнатной и близких к ней температурах собственная проводимость большинства используемых полупроводников очень мала, хотя и быстро растет с температурой. Собственная проводимость осуществляется в полупроводниках, очищенных так, что содержание примесей в них меньше десятимиллионной доли процента. Другими словами, на миллиард атомов полупроводника должно приходиться не более одного атома примеси.

ется проводимость полупроводников с точки зрения зонной теории, т.е. представленный об уровнях энергии кристалла.

Вот другой наглядный способ объяснения появления носителей тока в чистом кристалле. Материалом для полупроводниковых приборов в настоящее время чаще всего служат четырехвалентные эле-

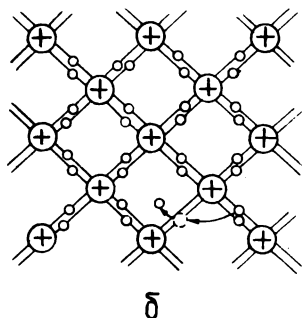
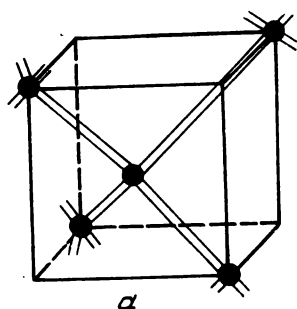


Рис.7

§ 4. ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ И ЛОКАЛЬНЫЕ УРОВНИ

Другой тип проводимости, примесная проводимость, связан с наличием в полупроводнике так называемых "примесных центров", т.е. атомов посторонних элементов, либо дефектов структуры, таких, как пустые узлы кристаллической решетки, атомы или ионы, попавшие между узлами, сдвиги, трещины и т.д.

Рассмотрим важный случай, когда примесными центрами являются атомы элемента, отличающегося по валентности от атомов полупроводникового кристалла. Эти атомы заменяют собою в узлах решетки некоторые атомы основного вещества. В таком случае валентные электроны атомов примеси часто не могут разместиться на энергетических уровнях валентной или свободной зон кристалла. Обычно подбирают такие примеси, чтобы энергетические уровни этих электронов располагались в запрещенной зоне. Это именно уровни, а не зона, потому что примесные атомы, находясь сравнительно далеко друг от друга, заметным образом не взаимодействуют между собой. Образования примесной зоны не происходит, если содержание атомов примеси меньше определенной величины, например, тысячной доли процента. Электроны примесных атомов, находящиеся на этих уровнях, не могут блуждать по кристаллу и участвовать в электропроводности. Они размещены, локализованы на атомах примеси, поэтому примесные уровни часто называют локальными уровнями.

Атом примеси может находиться в кристалле в таких условиях, когда для отрыва электрона от него нужна энергия не несколько электрон-вольт, как для ионизации свободного атома, а

6-1260

меньше 0,1 эВ. Это происходит за счет электрической поляризации окружения примесного атома, вызванной его внесением в кристалл. Силы связи между электроном и ядром уменьшаются, орбиты электронов примесного атома увеличиваются. Такой электрон сравнительно легко отрывается от ядра. Если примесный уровень лежит в запрещенной зоне кристалла в ее верхней части, вблизи "дна" свободной зоны, уже при комнатной температуре электроны с этого уровня легко "выбрасываются" в свободную зону. Такие электроны становятся носителями тока, а положительные заряды, которые возникают из-за этого у примесных атомов, не являются носителями. Они связаны с этими атомами, локализованы в месте их нахождения. Таким образом, в полупроводнике возникает примесная проводимость электронного типа.

§ 5. ДОНОРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Атомы примеси, дающие такую проводимость, называются донорами, а сам полупроводник — донорным, или n -типа, поскольку носители тока в нем являются отрицательными по знаку заряда (*negativ*). Если температура кристалла не очень высока, собственная проводимость его почти отсутствует, и вся проводимость является примесной электронной; уровень Ферми E_F лежит приблизительно посередине между локальными донорными уровнями и дном зоны проводимости (рис.8).

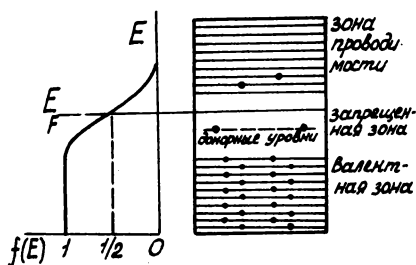


Рис.8

В качестве доноров для четырехвалентных германия или кремния обычно берутся пятивалентные атомы фосфора или мышьяка (употребляется также литий, сурьма и висмут). Для образования ковалентных связей с соседними атомами атому фосфора достаточно четырех электронов. Следовательно, пятый валентный электрон оказывается как бы лишним. Он-то как раз легко отщепляется от атома за счет энергии теплового движения (рис.9). По

Число носителей тока в зоне проводимости определяется "хвостом" графика функции Ферми. При употребляемых концентрациях атомов примеси число носителей бывает достаточным, чтобы обеспечить любую практически применяемую плотность тока в полупроводнике.

зонным представлениям он попадает в зону проводимости и становится носителем тока. Как уже упоминалось, образование свободного электрона в этом случае не сопровождается нарушением ковалентной связи, т.е. образованием дырки. Избыточный положительный заряд, связанный с атомом фосфора, перемещаться в кристаллической решетке не может.

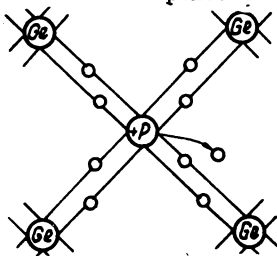


Рис.9

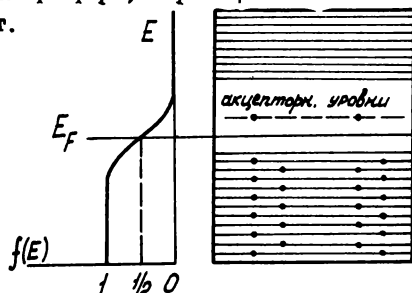


Рис.10

§ 6. АКЦЕПТОРЫ И ДЫРОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Другой случай примесной проводимости наблюдается, когда локальные примесные уровни при низких температурах являются незаполненными и лежат в нижней части запрещенной зоны, недалеко от "потолка" валентной зоны. В отличие от предыдущего случая тепловое возбуждение в первую очередь забрасывает электроны из валентной зоны на эти пустые примесные уровни. В валентной зоне остается такое же количество дырок, сколько электронов перешло на примесные уровни. Это при условии, что температура кристалла не очень велика, и в валентной зоне нет (или почти нет) дырок за счет перехода электронов из валентной зоны в свободную зону (требующего большей энергии). Получившиеся дырки являются единственными (положительными) носителями тока, так как электроны, попавшие на примесные уровни, присоединяются к примесным атомам и не участвуют в электрическом токе.

Примеси, "захватывающие" электроны из валентной зоны, называются акцепторами, а энергетические уровни этих примесей - акцепторными уровнями. Проводимость в этом случае называется дырочной, а о полупроводнике говорят, что он принадлежит к p - типу (*positiv* - положительный).

Уровень Ферми E_F в полупроводнике p - типа лежит при невысоких температурах приблизительно посередине между потолком валентной зоны и акцепторными уровнями (рис.10). В качестве акцептора для германия или кремния обычно берутся трехвалентные атомы бора или индия (употребляется также алюминий,

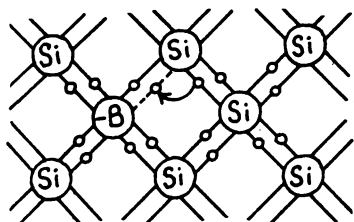


Рис. II

галлий, таллий и др.). Трех валентных электронов бора недостаточно для образования связей со всеми четырьмя соседними атомами, например, кремния. Поэтому одна из связей оказывается не укомплектованной и представляет собой место, способное захватить электрон (рис. II).

При переходе на это место электрона, осуществляющего одну из соседних связей, возникает дырка, которая под действием теплового движения или электрического поля двигается по кристаллу. Вблизи атома примеси возникает избыточный отрицательный заряд, но он связан с данным атомом и не может стать носителем тока. Итак, при комнатных температурах, рабочих температурах полупроводниковых приборов, в полупроводниковых кристаллах, имеющих примеси, в основном осуществляется примесная проводимость - донорная, когда носители тока электроны, или акцепторная, когда носителями тока являются дырки. С повышением температуры практически все донорные уровни освобождаются или акцепторные заполняются электронами, т.е. концентрация примесных носителей достигает насыщения. Вместе с тем все в большей степени начинает сказываться собственная проводимость, обусловленная переходом электронов непосредственно из валентной зоны в зону проводимости.

Теперь можно сравнить между собой электропроводящие свойства металлов и полупроводников. В металлах число носителей тока на единицу объема порядка 10^{22} на 1 см^3 , т.е. порядка числа самих атомов. При повышении температуры сопротивление металла растет, так как число носителей тока не изменяется, а число их столкновений с колебаниями кристаллической решетки в единицу времени увеличивается. В полупроводниках число носителей гораздо меньше, порядка числа атомов примеси ($10^{12} - 10^{18}$ на 1 см^3). Изменение числа столкновений с повышением температуры здесь сказывается мало, а число носителей тока растет очень быстро. Поэтому сопротивление полупроводников с повышением температуры резко падает.

§ 7. КОНТАКТ ПОЛУПРОВОДНИКОВ p - и n -ТИПА

Здесь не рассматривается контакт двух различных полупроводников с собственной проводимостью, двух электронных или двух дырочных полупроводников. Перейдем сразу к практически наиболее важному случаю контакта донорного и акцепторного полупроводников. При этом надо иметь в виду, что такой контакт должен происходить по всей поверхности соприкосновения и что кристаллические решетки двух образцов должны являться идеальным продолжением друг друга без каких-либо искажений в месте контакта. Как реально осуществить такой контакт, мы рассмотрим далее. Будет ли в этом случае появляться контактная разность потенциалов? Рассмотрим два кристалла одного и того же полупроводникового материала, один из которых, как говорят, "легирован" донорной, а другой - акцепторной примесью. Так как в донорном полупроводнике практически почти нет дырок, а в акцепторном - свободных электронов, возникает большая разность концентраций носителей тока, и начинается быстрое перетекание электронов в p - полупроводник и дырок - в n - полупроводник. Динамическое равновесие установится, когда на границе перехода появится, как и в металлах, двойной слой зарядов. Возникшая разность потенциалов (порядка 1 В) между положительным и отрицательным слоями и является контактной разностью потенциалов. Но толщина двойного слоя в полупроводнике окажется много большей, чем у металлов, у которых она близка к $d \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см. Здесь же двойной слой имеет толщину от 10^{-5} до 10^{-4} см, т.е. тысячи или более атомных слоев. Объясняется это малой, по сравнению с металлом, концентрацией носителей тока в полупроводниках, примерно равной концентрации донорных или акцепторных примесных атомов, обычно не больше 10^{15} на 1 см^3 (у металлов 10^{22} - 10^{23}). На 1 см^2 атомной кристаллической плоскости полупроводника приходится, таким образом, всего около $(10^{15})^{2/3} = 10^{10}$ носителей. Такой заряд двойного слоя моноватомной толщины соответствует намного меньшей разности потенциалов, чем реальная разность уровней Ферми, выраженная в вольтах (а именно так определяется контактная разность потенциалов). Следовательно, двойной слой имеет значительную протяженность, а в нем, как между пластинами всякого конденсатора, существует электрическое поле - "контактное поле".

Напряженность этого поля не превышает 10^6 В/см , а "кристаллические поля", действующие между частицами в кристалле и

обуславливающие данную зонную структуру в нем, - в сотни раз больше. Поэтому контактное поле не меняет энергетического спектра кристалла, т.е. ширины валентной, запрещенной зон и зоны проводимости. Оно может только произвести параллельное искривление энергетических уровней в области своего существования. Горизонтальные уровни, которые были до сих пор на рисунках, означают, что энергия электрона, находящегося на данном уровне (например, на дне зоны проводимости), одна и та же во всех точках кристалла. Искривление уровней означает, что электрон может, например, приблизиться к границе между двумя кристаллами, только если его энергия изменится, хотя он останется при этом по-прежнему, скажем, на дне зоны проводимости.

Определяющим в получающейся энергетической картине на границе $p - n$ - перехода, как его принято называть, является общей статистический закон уравнивания уровней Ферми при тепловом равновесии. В глубине полупроводника, вне контактного слоя, энергетические уровни остаются горизонтальными, но из-за изменения электрического потенциала смещены "вниз" и "вверх" так, что сохраняют свое прежнее расположение относительно общего уровня Ферми. В итоге получившееся смещение зон равно $-eU_{\text{конт}} = E_F^p - E_F^n$. Минус в формуле нужен потому, что потенциал - это работа поля по переносу положительного заряда из данной точки поля в точку с нулевым потенциалом, а у нас вверх откладывается энергия электрона - отрицательного заряда.

Зонная картина $p - n$ - перехода изображена на рис.12. Крутизна наклона уровней зон в области перехода определяется градиентом потенциала, т.е. напряженностью поля перехода

$$\mathcal{E} = - \frac{dU_{\text{конт}}}{dx}.$$

Заряды, создающие это поле, устойчиво локализованы: прошедшие через переход влево (рис.12) электроны, нейтрализовав все дырки в валентной зоне p - полупроводника вблизи перехода, заполнили затем все локальные уровни акцепторов и остались на них; также прошедшие через границу перехода вправо дырки, рекомбинируя с электронами зоны проводимости n - полупроводника, имевшимися вблизи перехода, заняли затем все уровни донорных примесных атомов в этой области (т.е. доноры вправо от перехода являются свободными от "пятого", "лишнего" электрона). В p - области появляется отрицательный объемный заряд, энергия электрона в ней увеличивается (изгиб зон вверх), а потенциал уменьшается: в n - области - наоборот, появляется положительный объемный заряд.

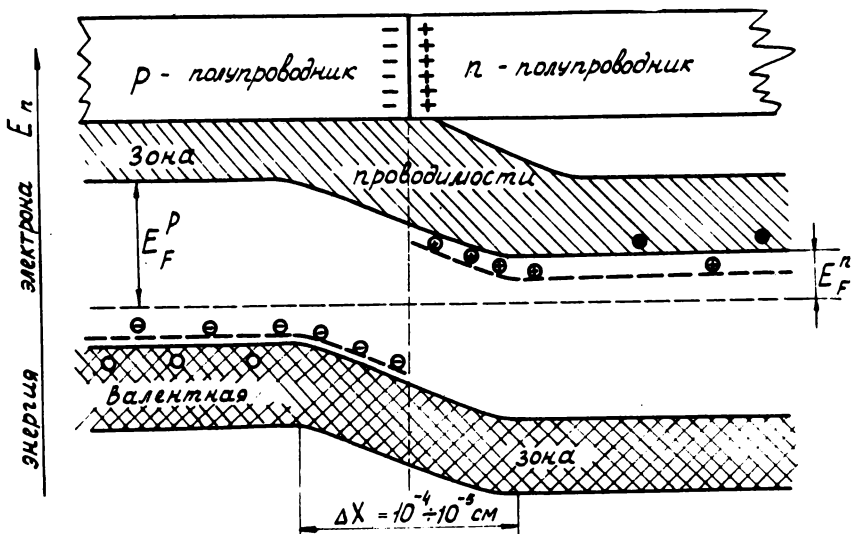


Рис. 12

Благодаря тому, что перешедшие через переход заряды нейтрализуют часть имевшихся по другую сторону перехода зарядов, p - n - переход оказывается областью, сильно обедненной носителями тока, т.е. областью резко увеличенного сопротивления. Вследствие этого в области контакта образуется так называемый "запорный слой", или слой односторонней проводимости (при контакте двух металлов переход слишком тонок, чтобы влиять на сопротивление - всего одно межатомное расстояние).

Возникшую картину нельзя рассматривать как статическую. В действительности через установившийся контактный слой текут в обе стороны токи как электронов, так и дырок. При отсутствии поданного на переход внешнего напряжения суммарный ток равен нулю: динамическое равновесие между p - и n - областями. Этот суммарный ток складывается из четырех токов: $J_{nn}, J_{pp}, J_{np}, J_{pn}$. Рассмотрим эти токи. При комнатной температуре, как мы знаем, в полупроводнике есть небольшое количество носителей тока, появившихся за счет возникновения собственной проводимости. Это так называемые "неосновные" носители - электроны в полупроводнике p - типа с концентрацией N_{np} (там есть и столько же дырок за счет собственной проводимости, но они неотличимы от "основных" носителей - "акцепторных" дырок с куда большей концентрацией N_{pp}) и дырки в полупроводнике n - типа с концентрацией N_{pn} . Основные носители в донорном полупроводнике - электроны с концентрацией N_{nn} .

Благодаря тепловой диффузии в область $p - n$ - перехода подходит в единицу времени какое-то количество неосновных носителей из объемов кристаллов. На рис. 13 они нарисованы тонкими кружками. Переход своим полем втягивает неосновные носители, как бы "скатывая" их с потенциального барьера, с горки, электроны вправо, дырки влево (горка для дырок, положительных зарядов,

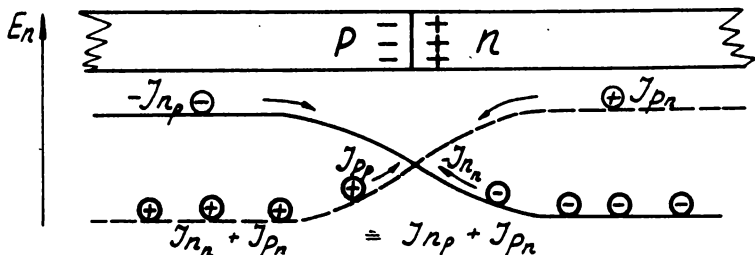


Рис. 13

имеет противоположный, по сравнению с электронами, скат, обозначенный на рис. 13 штриховой линией). Положительные неосновные носители (дырки) двигаются, таким образом, в направлении контактного поля, электроны - против поля. Поэтому токи J_{np} и J_{pn} называют токами проводимости. Неосновных носителей мало, но все они, приходящие к контакту, перебрасываются через него полем.

Основных носителей (жирные кружки) в объеме соответствующего полупроводника много. Поэтому за счет диффузии их подходит к переходу с обеих сторон также много. Однако большинство их "откатывается" от подножия потенциальной горки назад. И только очень малая их часть, получившая при тепловых столкновениях повышенную энергию, "вкатывается" в горку (теряя при этом часть кинетической энергии) в область малой концентрации соответствующих носителей. Так за счет диффузии молекулы газа поднимаются в атмосфере против силы тяжести тем выше, чем больше их скорость. Поэтому токи основных носителей J_{nn} и J_{pp} называются диффузионными токами.

В динамическом равновесии

$$J_{nn} + J_{pp} = J_{np} + J_{pn} ; \quad (25)$$

это равенство, по сути дела, и определяет высоту установившегося потенциального барьера, т.е. величину контактной разности потенциалов - чем она больше, тем меньше диффузионные токи.

Итак, "левая" часть, из кристалла полупроводника p - типа, станет более отрицательной, а "правая" - из полупроводника

n - типа - более положительной. В результате между этими частями устанавливается контактная разность потенциалов, равная разности их энергий Ферми. На рис. 14 изображены изменения потен-

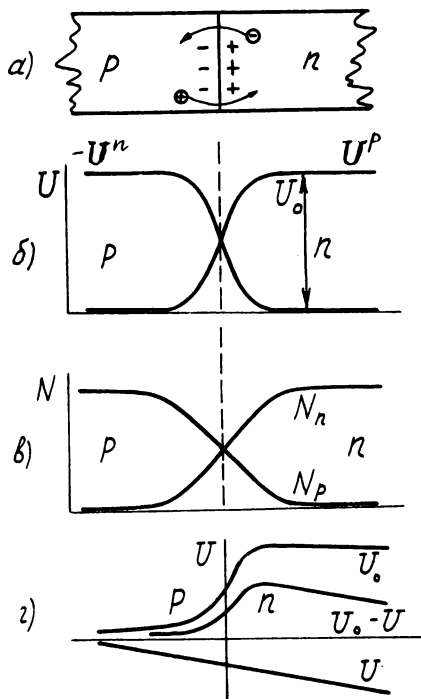


Рис. 14

циала U , а также концентраций электронов N_n и дырок N_p в области p - n - перехода. Дырки в p - области являются "основными" носителями, а в n - области - "неосновными". Наоборот, электроны являются "основными" носителями в n - области и "неосновными" в p - области. Рассмотрим сначала ток неосновных носителей, образованный движением дырок. Сила этого тока, протекающего налево в p - полупроводнике, пропорциональна концентрации дырок N_{pn} в части кристалла n - типа. Он обусловлен ускоряющей контактной разностью потенциалов $U_0 = \frac{E_F^p}{e}$.

$$J_{pn} = C N_{pn}, \quad (26)$$

где C - некоторый коэффициент пропорциональности.

Ток дырок, как основных носителей, J_{pp} направо в образец n - типа определяется произведением концентрации дырок N_{pp} в образце p - типа на вероятность перехода дырок через потенциальный барьер eU_0 . Эта вероятность W согласно статистическому закону (24) пропорциональна

$$W \sim e^{-\frac{eU_0}{k_B T}}, \quad (27)$$

где $eU_0 = E_0^p$ - увеличение потенциальной энергии дырок при переходе из p - области в n - область. Поэтому ток дырок, протекающий направо из p - области в n - область, равен

$$J_{pp} = C N_{pp} e^{-\frac{eU_0}{k_B T}}. \quad (28)$$

Как уже отмечалось, суммарный ток при отсутствии внешнего электрического поля равен нулю, поэтому

$$J_{p_n} = J_{p_p} = J_0, \quad (29)$$

$$N_{p_n} = \frac{J_{p_n}}{c} = N_{p_p} e^{-\frac{eU_0}{k_B T}}, \quad (30)$$

$$J_0 = c N_{p_p} e^{-\frac{eU_0}{k_B T}}. \quad (31)$$

Рассмотрим, как изменятся токи, образованные движением дырок, если приложить внешнее электрическое поле к $p-n$ - переходу. Пусть к p - области приложен "плюс" и к n - области "минус" от источника напряжения. Величина потенциального барьера уменьшается. Если ранее он определялся контактной разностью потенциалов U_0 , то теперь во внешнем электрическом поле он будет меньше на величину приложенного напряжения U (см. рис. 14.г), т.е. разность потенциалов между частями кристалла n - типа и p - типа станет равной $U_0 - U$. При этом ток, текущий налево из n - области, не изменится, так как он определяется концентрацией дырок N_{p_n} в n - области, которая не изменилась. Эти дырки "скатываются" с потенциального барьера, и для них не имеет значения его высота.

Иную ситуацию мы имеем для дырок, которые "поднимаются" на потенциальный барьер из p - области в n - область. При включении внешнего электрического поля указанной выше полярности высота этого потенциального барьера становится существенно меньшей и равной $e(U_0 - U)$. Поэтому ток, текущий направо из p - области в n - область, резко возрастет и станет равным

$$J_{p_p} = c N_{p_p} e^{-\frac{e(U_0 - U)}{k_B T}} = J_0 e^{\frac{eU}{k_B T}}, \quad (32)$$

где J_0 дается формулой (31).

Суммарный ток дырок, протекающий через $p-n$ - переход в n - область при наличии внешнего напряжения U , равен

$$J = J_{p_p} - J_{p_n} = J_0 e^{\frac{eU}{k_B T}} - J_0 = J_0 \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right). \quad (33)$$

В n - области дырки рекомбинируют с электронами проводимости, концентрация которых восполняется за счет электронов, поступающих от внешнего источника напряжения.

Для тока электронов проводимости приведенные выше рассуждения сохраняются справедливыми так же, как и правая часть формулы (33). Отличие заключается только в том, что ток \mathcal{I}_0 будет теперь зависеть от концентрации электронов N_{nn} в n - области (изменится формула (31)).

На рис. 15 представлена зависимость силы тока \mathcal{I} от приложенного напряжения U , полученная экспериментально для p - n - перехода. Ее основные особенности учитываются формулой (33). Существенными особенностями этой зависимости являются: а) резкое возрастание тока (при росте положительного

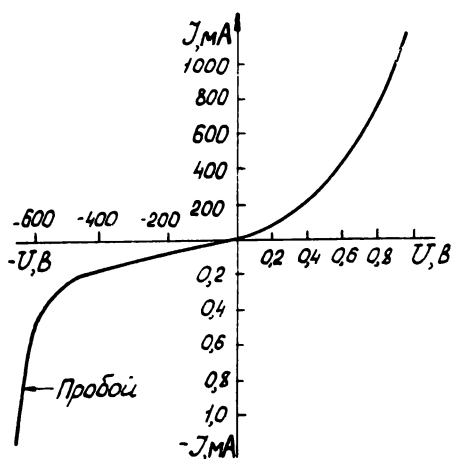

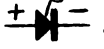


Рис. 15

напряжения, "плюс" на p - область и "минус" на n - область), значительно превышающего ток дырок (или электронов) \mathcal{I}_c , текущий через p - n - переход при отсутствии внешнего напряжения; б) малая величина тока \mathcal{I} при обратном внешнем напряжении ("минус" на p - область и "плюс" на n - область). Следует обратить внимание на различие масштабов по всем четырем полуосям рис. 15.

Отметим, что p - n - переход, о котором рассказано выше, является основой полупроводникового диода, широко употребляющегося в электротехнике и радиотехнике для выпрямления переменных токов, детектирования электрических колебаний и для многих других целей. Такой диод представляет собой контактирующие кристаллы полупроводников p - и n - типа. При некотором достаточно большом обратном напряжении ($U < 0$) наступает электрический пробой запирающего слоя (см. рис. 15), приводящий к резкому возрастанию обратного тока (иногда сопровождаемый даже разрушением диода). Пробой объясняется резким увеличением

числа носителей в сильном обратном поле, которое аналогично лавинной ударной ионизации в газе. Вольтамперная характеристика одного из кристаллических диодов и изображена на рис. 15. Она всегда является существенно нелинейной.

Итак, поскольку обратный ток, появляющийся за счет неосновных носителей, в большинстве случаев можно считать пренебрежимо малым, можно сказать, что кристаллический диод, подобно электронной лампе – вакуумному диоду, обладает односторонней проводимостью, или, как говорят, вентильными свойствами. На схемах он обозначается значком , причем черточка соответствует n - области, а треугольник – p - области. Прямое напряжение в диоде обозначается так: .

§ 8. КОНСТРУКЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

В последние годы используются в основном так называемые плоскостные диоды, в которых (в отдельном исполнении) p - n - переход имеет площадь порядка 1 мм^2 . Переход нельзя создать прижатием друг к другу двух кристаллов, p - и n - типа, так как кристаллическая решетка p - области должна составлять непосредственное продолжение решетки n - области. Поэтому обычно берут хорошо очищенный монокристалл, например, германия, обладающий, однако, небольшим количеством примесей, делающих его кристаллом n - типа. На поверхность кристалла приваривают шарик поликристаллического индия, плавящегося при более низкой температуре, чем германий. При этом индий диффундирует в германий, так что около индиевого вывода германий становится полупроводником p - типа, а несколько глубже в кристалле возникает p - n - переход. Затем кристалл вставляют в специальный герметический корпус, защищающий его от влаги и света (рис. 16 – для плоскостного диода типа ДГ-Ц). Второй электрод, с обратной стороны кристалла, делается наплавлением олова, не создающего p - n - перехода.

Такой диод пропускает в прямом направлении ток больше 1А. При большей площади кристалла и наличии охлаждающих ребер на корпусе мощные силовые германиевые и кремниевые диоды пропускают токи в сотни ампер. Предельные частоты токов, выпрямленных плоскостными диодами – примерно до $1\text{--}10 \text{ МГц}$ ($1 \text{ МГц} = 10^6 \text{ Гц}$). Для работы на более высоких частотах (до 10^{11} Гц) используют точечные диоды, обладающие малой рабочей поверхностью и, следовательно, малой емкостью, что важно на этих частотах. Точечные диоды являются развитием применявшихся еще в двадцатые годы

кристаллических детекторов (на которых делались "детекторные приемники"), представляющих собой природный кристалл полупроводника ("цинковая обманка" и др.) с прижатым к нему острием металлической пружинки. По современным представлениям в точечных диодах вблизи контакта металл - полупроводник также возникает $p-n$ -переход, но существенную роль играют граница металла с полупроводником и другие факторы. Прямой ток точечного диода обычно не может превышать нескольких десятков миллиампер.

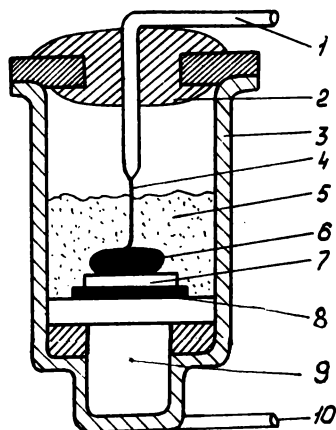


Рис. 16

- 1, 10 - выводы
- 2 - стеклянный изолятор,
- 3 - корпус,
- 4 - токоотвод,
- 5 - защитный наполнитель
- 6 - "капля" индия,
- 7 - кристалл германия
- 8 - олово
- 9 - кристаллодержатель.

С использованием контакта металл-полупроводник работали также распространенные (раньше селеновые и меднозакисные (купроксные) выпрямители, употреблявшиеся для выпрямления переменного тока технической частоты 50 Гц.

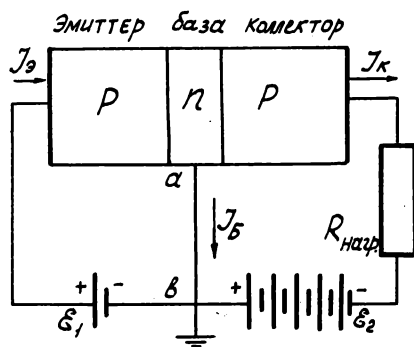
§ 9. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРИОДЫ (ТРАНЗИСТОРЫ)

Полупроводниковый плоскостный триод, широко применяемый в настоящее время для усиления и генерации электрических колебаний и для множества других целей, состоит из трех областей кристалла, между которыми имеются два $p-n$ -перехода. Отсюда и название транзистор (английское *transition*-переход).

Технологически проще и поэтому чаще применяется триод $p-n-p$ -типа, работу которого мы и рассмотрим (рис. I7). Триод $n-p-n$ -типа отличается только тем, что к нему надо подключать выводы источников тока противоположными знаками и, говоря о его работе, заменять слово "дырка" словом "электрон" и наоборот.

На рис. I7 изображено схематическое включение триода

$p-n-p$ -типа. Левая p -область, с которой соединяется



плюс левого источника, носит название эмиттера ("испускателя"), правая p -область, соединенная с минусом правого источника, носит название коллектора ("собираателя"). Тонкая средняя n -область, изготовленная из кристалла с малой концентрацией N_{nn} основных носителей, электронов, называется основанием или, чаще, базой. Такое

Рис. I7

включение носит название схемы "с общей базой", так как точка "в", соединенная с базой, является узлом, от которого расходятся провода к эмиттеру и коллектору. Эта точка часто заземляется (на рис. I9 изображено и другое включение триода). $p-n$ -переходы по обе стороны базы "направлены" в противоположные стороны. Это напоминает два диода, соединенные следующим образом: $\rightarrow \text{---} \text{---} \leftarrow$. Источник тока к "первому диоду" ("левому") подключен так, что тот работает в прямом направлении, а ко "второму" — в обратном, запорном направлении. Кроме того, n -области обоих "диодов" сведены вместе в одну тонкую базу.

Для лучшего понимания работы транзистора рассмотрим вначале, что было бы, если бы последнее обстоятельство не имело места, т.е. если бы база была весьма протяженной. Тогда через прямой

переход эмиттер - база, обладающий малым сопротивлением и питаемый э.д.с. \mathcal{E}_1 порядка 0,1 - 0,5 В, шел бы преимущественно дырочный, достаточно сильный, ток \mathcal{I}_3 (концентрация дырок в p - области $N_p > N_n$). Дырки, поступившие из эмиттера в базу, полностью рекомбинировали бы с электронами базы, в основном, с приходящими в базу "снизу", от источника \mathcal{E}_1 . Через второй переход, коллектор - база, прямой ток (основных носителей) не пойдет, так как переход "заперт" батареей с э.д.с. \mathcal{E}_2 порядка 1-30 В. Через этот переход, обладающий очень большим сопротивлением, шел бы только весьма малый обратный, т.е. из базы в коллектор, ток неосновных носителей (электроны из коллектора в базу), вычитаясь на участке ab (рис. 17) из тока эмиттера \mathcal{I}_3 . Поскольку все напряжение батарей падает на соответствующих переходах, в самой базе электрическое поле отсутствует. Поэтому никакого взаимодействия токов эмиттера и коллектора в протяженной базе не существовало бы. Например, увеличение тока эмиттера \mathcal{I}_3 никак не влияло бы на ток коллектора \mathcal{I}_k .

Что же происходит на самом деле при наличии тонкой базы? Очень небольшая часть дырок, пришедших в базу из эмиттера, действительно рекомбинирует в базе, образуя слабый ток базы \mathcal{I}_b , идущий, в частности, по ab . Все остальные дырки - неосновные носители для донорной области - базы, "впрыснутые" ("инжектированные") источником \mathcal{E}_1 из эмиттера в базу, диффундируя, или дрейфуя, в объеме базы, не успев рекомбинировать с малым числом электронов, имеющихся в базе, подходят к переходу база-коллектор и, увлекаемые контактным полем перехода, "сваливаются" в коллектор, во много раз увеличивая обратный (для второго $p - n$ - перехода) ток коллектора \mathcal{I}_k .

Энергетические диаграммы двух $p - n$ - переходов триода при отсутствии (а) и наличии (б) внешних напряжений изображены на рис. 18, штриховой линией - для дырок, сплошной линией - для электронов. Показаны только основные носители (а из неосновных - лишь инжектированные в базу дырки). В итоге ток коллектора получается почти равным току эмиттера (хотя $\mathcal{I}_3 = \mathcal{I}_k + \mathcal{I}_b$, но $\mathcal{I}_b \ll \mathcal{I}_3$), т.е. усиления по току транзистор, включенный по схеме с общей базой, не дает. Но поскольку ширина второго перехода $\Delta X_2 \gg \Delta X_1$, как видно из рис. 18, и соответственно сопротивление второго перехода очень велико, э.д.с. \mathcal{E}_2 должна быть большой, что дает возможность включить в цепь кол-

лктора большое сопротивление нагрузки *) $R_{нагр}$ (рис. 17).

Поэтому слабые изменения

$U_{бэ}$ в цепи эмиттера $\Delta U_{э}$, вызывая одинаково слабые изменения токов $I_{э}$ и $I_{к}$, вызовут большие колебания напряжения ΔU_{R} , падающего на $R_{нагр}$. Отношение изменений этих двух напряжений, $\Delta U_{R} / \Delta U_{э}$, динамический коэффициент усиления транзистора по напряжению k , может достигать нескольких тысяч. Так как усиления по току нет, усиление по мощности равно усилению по напряжению.

Первые транзисторы, появившиеся в 1948 году, были не плоскостными, а точечными (два острия металличе-

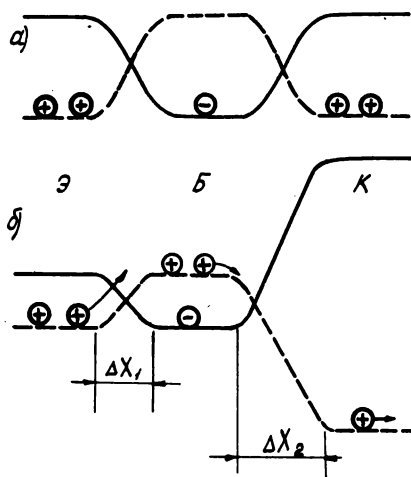
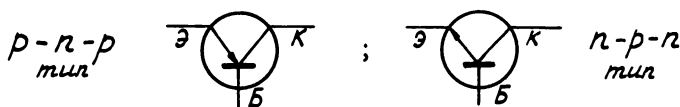


Рис. 18

дом к кристаллу полупроводника). Сейчас точечные транзисторы не употребляются, но они оставили нам в "наследство" обозначения транзистора, употребляемые в радиосхемах:



Кроме рассматриваемой схемы с "общей базой" существует еще

*) Включить большое сопротивление нагрузки при малом сопротивлении второго перехода было бы нельзя, так как не выполнилось бы "условие согласования". Это условие состоит в том, что для передачи мощности электрического сигнала без больших потерь необходимо согласование внутреннего сопротивления источника тока (здесь роль источника переменного тока играет второй $p-n$ - переход транзистора) с сопротивлением внешней нагрузки. Лучше всего, когда эти сопротивления равны друг другу для сигнала данной частоты.

схема включения транзистора "с общим эмиттером", в которой от эмиттера отходят провода к базе и коллектору. Эта схема, где управляющим током является малый ток базы, позволяет получить с помощью транзистора коэффициент усиления как по току

$\beta = \Delta I_K / \Delta I_B$ (несколько десятков или сотен), так и по напряжению и мощности. В этой схеме по-прежнему $I_E = I_K + I_B$.

На рис. 19 изображены для сравнения схемы с общей базой (а) и общим эмиттером (б). На клеммы входа обычно осуществляется подача слабого переменного сигнала, который нужно усилить.

Схема с общим эмиттером весьма напоминает схему включения электронной лампы - триода в режиме усиления (с заземленным катодом): напряжение эмиттер-база соответствует напряжению катод-сетка, эмиттер-коллектор - напряжению катод-анод. В настоя-

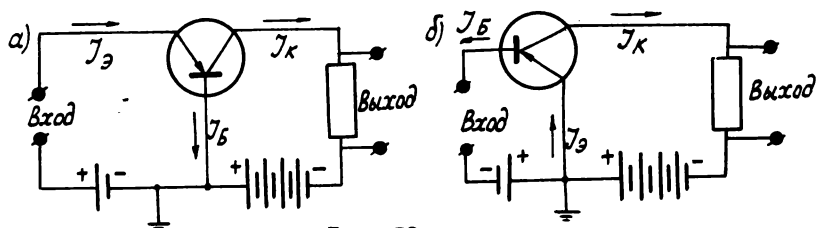


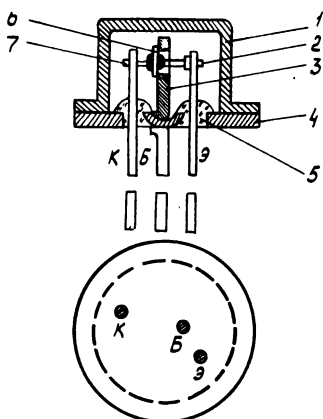
Рис. 19

щем пособии разбираются работа и устройство лишь самых простых полупроводниковых приборов из огромного количества их типов, применяемых в технике. Простейший плоскостной $p-n-p$ -триод изготавливается обычно наплавлением на тонкую, 200 микрометров, пластинку монокристалла n -германия площадью около 1 мм^2 двух крошечных шариков индия (с двух сторон). Диффузия индия в германий приводит к образованию в глубине кристалла на очень близком расстоянии друг от друга (несколько микрометров, толщина базы) двух плоских $p-n$ -переходов. Обычно шарик индия для эмиттера берут в два раза меньше, чем для коллектора, для более полного управления дырками коллектором. Вокруг капли индия, не касаясь ее, на германий наплавляют контакт для базы (оловом или другим металлом, не дающим $p-n$ -перехода). База припаивается к никелевому или медному, для лучшего отвода тепла, кристаллодержателю; к индиевому эмиттеру и коллектору припаивают никелевые выводы. Для герметичности и механической прочности все помещается в небольшой, диаметром 6-8 мм, металлический корпус - рис. 20. Схема цоколевки (расположения выводов) показана на рисунке; выводы из корпуса делаются достаточной длины, 30-40 мм, чтобы приближением горячего паяльника при

установке транзистора в схему не испортить кристалл полупроводника.

§ 10. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

Хотя размеры описанных выше диодов и транзисторов невелики (несколько миллиметров), усложнение схем многих современных приборов и электронных вычислительных машин таково, что требуется весьма большое количество этих элементов, поэтому приборы и ЭВМ на транзисторах занимали бы целые комнаты. Это исключило бы их применение в самолетах, космических кораблях, роботах и т.п. Решение данной проблемы техника нашла на пути микроминиатюризации полупроводниковых приборов, когда каждый элемент схемы, например, транзистор имеет наименьшие размеры 2–3 мкм, а на площади 1 см² может уместиться больше миллиона таких



- 1 - корпус;
- 2 - вывод эмиттера;
- 3 - кристаллодержатель;
- 4 - цоколь корпуса;
- 5 - стеклянный изолятор;
- 6 - пластинка *п*-германия;
- 7 - вывод коллектора.

Рис. 20

элементов. Часто они входят в одну "интегральную схему". Например, большая интегральная схема - основа "простого" микрокалькулятора - это тонкая кремниевая пластинка 5 x 5 мм², на которой размещены 10 тысяч транзисторов, 8 тысяч резисторов (сопротивлений), тысяча конденсаторов и 25 тысяч соединительных проводников, что по числу деталей соответствует примерно 50 телевизорам. Выпускаются также "микросхемы", содержащие несколько (или несколько десятков) транзисторов и других элементов. Такие микросхемы являются готовыми ге-

нераторами, усилителями, элементами логики и т.д.

Только очень коротко и упрощенно можно здесь рассказать о том, как изготавливаются интегральные схемы. В них используются не только описанные "биполярные" транзисторы с эмиттером, коллектором и базой, но и "полевые", где ток от "источка" к "стоку" регулируется напряжением на управляющем электроде - "затворе". Но суть та же - работа *p-n* - переходов. Небольшие изменения типа и количества примесных атомов в объемах этих транзисторов превращают их в диоды, конденсаторы или резисторы.

Все эти элементы при изготовлении формируются в поверхностном (5–10 мкм) слое тонкой монокристаллической, обычно кремниевой, пластины. Остальная ее часть служит теплоотводящей платформой, несущей элементы схемы. Образование таких элементов производится в автоматизированном режиме сразу на десятках больших ($\sim 1 \text{ дм}^2$) кремниевых пластин, которые потом разрезаются на кристаллики нужных размеров. Поэтому стоимость интегральных схем не так уж велика. Но каждая пластина подвергается десяткам технологических операций. Это шлифовка, полировка, промывка, нанесение фоточувствительного слоя, засветка этого слоя через шаблон крайне сложного и мелкого рисунка, проявление и опять промывка, нагрев в диффузионной печи, когда через "окна", созданные фотоспособом, в кристалл проникают точно дозированные примеси, напыление тончайших слоев металла в вакуумной камере, травливание металла в нужных местах по фотшаблону и т.д. Металлические пленки служат в качестве элементов затворов транзисторов, соединительных проводников, мест приварки выводов и т.п. Окисляя кремний, получают изолирующие пленки из диэлектрика – кварца. Многие из этих процессов повторяют по 5–6 раз. В итоге получается тончайшая "многоэтажная" структура. Такая схема, шаблоны и вся технология не могут быть созданы без применения больших ЭВМ.

В нужных местах к окончаниям схемы автоматически привариваются тончайшие и расходящиеся в разные стороны проводники десятков выводов, затем все это покрывается защитным покрытием. Затем готовая интегральная схема проходит всесторонние электрические и прочие испытания ...

Многие полупроводниковые приборы получают с помощью процесса эпитаксии. Он заключается в том, что атомы будущей тонкой пленки напыляются на поверхность кристалла – "подложки". Они наносятся на "подложку" под ориентирующим воздействием упорядоченных атомов поверхности "подложки" и, таким образом, сами образуют не аморфную, а кристаллическую пленку. В микроэлектронике используют и пленки магнитных веществ – для создания элементов памяти ЭВМ на "цилиндрических магнитных доменах" (ЦМД). Перспективы дальнейшей микроминиатюризации – это применение в процессе фотолитографии ультрафиолетового и рентгеновского излучения – меньшая длина волны этого излучения по сравнению с видимой частью спектра позволяет формировать более мелкие детали схемы; это использование объемных структур, где в одном кристалле сформировано друг над другом несколько интегральных

схем и т.д. В дальней перспективе - использование генной инженерии для биологического способа построения схем "молекулярной электроники" будущего.

§ II. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Внешнее электрическое поле, приложенное к полупроводнику, создает силу, действующую на носитель заряда:

$$\vec{F} = e\vec{E}$$

где e - заряд электрона или дырки, а \vec{E} - напряженность электрического поля. Под действием этой силы электроны и дырки получают некоторую добавочную скорость (скорость дрейфа), направление которой для дырок совпадает, а для электронов направлено навстречу напряженности электрического поля. В результате возникает электрический ток.

Отношение средней скорости направленного движения \vec{v} к напряженности электрического поля \vec{E} называют подвижностью носителей заряда:

$$\mu = \frac{|\vec{v}|}{|\vec{E}|} \quad (34)$$

Подвижность электронов μ_n в большинстве случаев больше подвижности дырок μ_p . Плотность силы тока \vec{j} при наличии двух типов носителей заряда может быть представлена формулой:

$$\vec{j} = eN_n\mu_n\vec{E} + eN_p\mu_p\vec{E}, \quad (35)$$

где N_n и N_p - равновесные концентрации электронов и дырок в полупроводнике. Из соотношения (35) при учете закона Ома следует формула для удельной проводимости полупроводника:

$$\sigma = eN_n\mu_n + eN_p\mu_p. \quad (36)$$

Обычно в примесных полупроводниках достаточно учитывать вклад в проводимость только основных носителей заряда, т.е. одно из слагаемых в формуле (36).

Температурная зависимость концентрации носителей заряда

Как было показано в § 3, собственная проводимость возникает вследствие переходов электронов с верхних уровней валентной зоны в зону проводимости. В результате этого процесса в зоне проводимости появляются электроны, занимающие уровни вблизи дна зоны проводимости, в то время как на верхних уровнях ва-

лентной зоны появляется такое же число дырок. Как было отмечено в § 2, в невырожденных полупроводниках распределение электронов по уровням валентной зоны и зоны проводимости описывается функцией Ферми-Дирака (23). Эта функция $f(E)$, определяющая вероятность того, что данное энергетическое состояние занято, изображена на рис. 6 совместно со схемой энергетических зон. Вычисления показывают, что при низких температурах уровень Ферми в случае собственной проводимости расположен посередине запрещенной зоны, поэтому, как видно из рис. 6, $E - E_F \approx \Delta E/2$, где ΔE - ширина запрещенной зоны. Существенно, что уровни, которые занимают электроны в зоне проводимости, лежат на участке графика функции $f(E)$, где $E - E_F \gg k_B T$. Этот участок соответствует классическому распределению Максвелла-Больцмана (24) и при учете соотношения $E - E_F \approx \Delta E/2$ описывается формулой:

$$f(E) \sim e^{-\frac{\Delta E}{2k_B T}} \quad (37)$$

Следовательно, концентрации носителей заряда (электронов и дырок) пропорциональны вероятности заполнения уровней, которая дается формулой (37).

По этой причине формула (36) для удельной проводимости может быть представлена в виде:

$$\sigma = C^* e^{-\frac{\Delta E}{2k_B T}} (\mu_n + \mu_p), \quad (38)$$

где C^* - некоторый коэффициент. Расчет показывает, что в области собственной проводимости

$$C^* = 2e \left(\frac{2\pi k_B T}{h^2} \right)^{3/2} (m_n \cdot m_p)^{3/4}, \quad (39)$$

где m_n и m_p - эффективные массы электронов проводимости и дырок (они могут отличаться от массы свободного электрона).

Коэффициент C^* и подвижности электронов и дырок значительно менее резко зависят от температуры по сравнению с концентрацией носителей, которая имеет экспоненциальную зависимость от температуры. Вследствие этого удельная проводимость полупроводников (в области собственной проводимости) быстро

растет с температурой в соответствии с законом:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2k_B T}}, \quad (40)$$

где ΔE - ширина запрещенной зоны, а σ_0 - коэффициент (практически не меняющийся с температурой).

После логарифмирования соотношения (40) получим:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2k_B T}. \quad (41)$$

Отсюда видно, что график зависимости $\ln \sigma$ от $1/T$ представляет собою прямую линию, причем тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс, где откладывается величина $1/T$, равен $-\Delta E/2k_B$. Следовательно, по экспериментальным данным для удельной проводимости σ можно определить в области собственной проводимости ширину запрещенной зоны ΔE , если построить $\ln \sigma$ в функции $1/T$. Значения ширины энергетической щели между валентной зоной проводимости для некоторых полупроводников при комнатной температуре представлены в следующей таблице:

Таблица I.

Значения ширины энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости в полупроводниках при комнатной температуре

Кристалл	ΔE , эВ	Кристалл	ΔE , эВ
Алмаз	6,0	ZnS	0,56
Si	1,10	GaS	0,78
Sn (серое)	0,08	PbS	0,34
Ge	0,68	PbSe	0,27
InSb	0,18	PbTe	0,30
GaAs	1,40	CdS	2,42

Как было показано в § 5 и 6, в примесных полупроводниках при низких температурах собственная проводимость практически отсутствует. В полупроводниках n -типа она является электронной и обусловлена переходами электронов с донорных уровней в

зону проводимости (см. рис.8). При низких температурах уровень Ферми в невырожденном полупроводнике n -типа лежит посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем с энергией E_A , т.е. $E_F \approx \frac{1}{2} (E - E_A)$. Поэтому функция распределения (24) будет иметь вид:

$$f(E) \sim e^{-\frac{\Delta E_A}{2k_B T}}, \quad (42)$$

где $\Delta E_A = E - E_A$ - разность энергий между дном зоны проводимости и донорным уровнем (энергия ионизации донора). В этом случае в области низких температур концентрация электронов, как показывает расчет, пропорциональна корню квадратному из концентрации доноров и вероятности заполнения уровней (42):

$$N_n = B N_A^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_A}{2k_B T}}, \quad (43)$$

где

$$B = \sqrt{2} \left(\frac{2\pi k_B T m_n}{h^2} \right)^{3/4}. \quad (44)$$

В другом предельном случае при высоких температурах число электронов проводимости равно числу доноров, так как все электроны с донорных уровней переходят в зону проводимости ($N_n = N_A$).

В примесных полупроводниках p -типа концентрация дырок определяется вероятностью перехода электронов из валентной зоны на акцепторные уровни. Эта вероятность зависит от разницы в энергиях между акцепторным уровнем E_A и потолком валентной зоны (энергия дырок E), т.е. от энергии ионизации акцепторов $\Delta E_A = E_A - E$.

Типичные значения энергии ионизации доноров ΔE_A и акцепторов ΔE_A приведены в следующих таблицах.

Таблица 2.

Энергия ионизации доноров ΔE_A (примесных атомов пентавалентных элементов) в германии и кремнии (в эВ)

Кристалл	P	A_3	SB
Кремний	0,045	0,049	0,039
Германий	0,0120	0,0127	0,0096

Таблица 3.

Энергия ионизации акцепторов ΔE_A (примесных атомов трехвалентных элементов) в германии и кремнии (в эВ)

Кристалл	B	Al	Ga	In
Кремний	0,045	0,057	0,065	0,160
Германий	0,0104	0,0102	0,0108	0,0112

Температурная зависимость подвижности носителей заряда

Электрон при своем движении в кристаллической решетке испытывает многократные акты рассеяния вследствие взаимодействия с тепловыми колебаниями атомов, с примесными атомами и с различными дефектами кристаллической решетки. Длина волны электрона, вычисленная по формуле (3), для невырожденных полупроводников составляет довольно большую величину $\lambda \approx 70 \text{ \AA} = 70 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, которая намного превышает длину волны электрона в металлах

$\lambda \approx 5 \text{ \AA}$. Благодаря большой длине волны электрона в полупроводниках неоднородности порядка атомных размеров не оказывают заметного влияния на рассеяние электронов проводимости, что приводит в очень чистых и совершенных кристаллах полупроводников к значительной величине подвижности носителей заряда $\mu \approx 10 \text{ м}^2/\text{В.с.}$

Электрон в кристаллах при действии электрического поля в промежутках между двумя столкновениями движется с ускорением:

$$\vec{a} = \frac{e \vec{E}}{m^*}, \quad (45)$$

где m^* — его эффективная масса.

За время свободного пробега τ электрон приобретает скорость

$$v_{\text{max}} = a\tau. \quad (46)$$

В результате столкновения кинетическая энергия, накопленная электроном за время τ , отдается атомам решетки, и скорость направленного движения (скорость дрейфа) падает до нуля. Следовательно, среднее значение скорости дрейфа равно половине максимальной скорости:

$$\bar{v} = \frac{e|\bar{\mathcal{E}}|}{2m^*}\tau. \quad (47)$$

Скорость дрейфа \bar{v} значительно меньше скорости хаотического теплового движения электронов \bar{u} , поэтому время свободного пробега τ равно

$$\tau = \frac{\bar{l}}{\bar{u}}, \quad (48)$$

где \bar{l} — средняя длина свободного пробега электрона. Величина τ называется также временем релаксации, поскольку оно характеризует уменьшение тока после выключения электрического поля.

Из формул (47) и (48) получим для подвижности носителей заряда в кристалле:

$$\mu = \frac{\bar{v}}{|\bar{\mathcal{E}}|} = \frac{e}{m^*}\tau = \frac{e\bar{l}}{m^*\bar{u}}. \quad (49)$$

В полупроводниках эффективная масса m^* носителей заряда может быть как больше, так и меньше массы свободного электрона. Большая подвижность наблюдается в случае малой эффективной массы m^* и при большом значении времени релаксации τ . При возрастании частоты столкновений время релаксации уменьшается и, следовательно, уменьшается подвижность.

Основными причинами рассеяния носителей заряда в полупроводниках являются: 1) тепловые колебания атомов и ионов кристаллической решетки; 2) примесные атомы в ионизированном или в нейтральном состоянии; 3) дефекты кристаллической решетки (трещины, пустые узлы, искажения за счет примесных атомов внедрения, сдвиги атомных слоев и др.).

При высоких температурах главную роль играет рассеяние на тепловых колебаниях (фононах). Для этого процесса подвижность μ_ϕ уменьшается при повышении температуры из-за увеличения числа столкновений носителей заряда с тепловыми колебаниями атомов:

$$\mu_\phi \sim T^{3/2}. \quad (50)$$

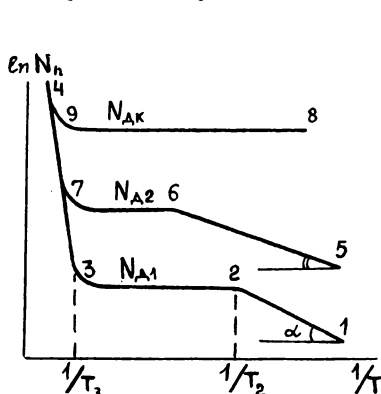
В области низких температур основное значение приобретает рассеяние электронов на ионизированных примесных атомах. Движущиеся электроны, пролетая вблизи этих атомов, испытывают ку-

лоновское притяжение или отталкивание и сильно искривляют свою траекторию. Длина свободного пробега в этом случае уменьшается обратно пропорционально концентрации ионизованных примесных атомов $N_{и}$. Подвижность носителей заряда в этом случае описывается формулой:

$$\mu_{и} \sim \frac{T^{3/2}}{N_{и}}. \quad (51)$$

Из формул (50) и (51) вытекает, что подвижность изменяется с температурой по степенным законам, т.е. значительно менее резко, чем концентрация носителей заряда, которая изменяется по экспоненциальному закону (см. формулы (38) и (43)). Поэтому температурная зависимость электросопротивления в основных чертах определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда.

Типичные зависимости концентрации носителей заряда в полупроводнике n -типа при различных концентрациях донорной примеси изображены на рис. 21. Зависимость логарифма концентрации



от обратной температуры $1/T$ на участке 1-2 (в области низких температур) описывается формулой (43). Наклон этого участка характеризует энергию ионизации примесей ($\tan \alpha = -\Delta E_A/2K_s$). Если повысить температуру, то при некоторой температуре T_2 (точка 2 на рис. 21) все электроны с донорных уровней перейдут в зону проводимости. Если концентрация

Рис. 21

основных носителей при этой температуре ничтожна, то на участке 2-3 концентрация носителей заряда целиком определяется концентрацией доноров и не зависит от температуры. Этот участок температурной зависимости называют областью истощения примесей. При дальнейшем повышении температуры, начиная с некоторой температуры T_3 , соответствующей точке 3 на рис. 21, преобладающее значение приобретают переброшенные электроны из валентной зоны в зону проводимости. Это область собственной проводимости

(участок 3-4). Здесь справедлива формула (38). Температура T_3 , при которой происходит переход к собственной проводимости, как правило, больше комнатной температуры.

При увеличении концентрации примесей согласно формуле (43) увеличивается и концентрация носителей заряда, что приводит к смещению вверх участков, соответствующих примесной проводимости. При дальнейшем увеличении концентрации доноров происходит их сильное взаимодействие, а примесные уровни вырождаются в примесную зону. Это приводит к уменьшению энергии ионизации. При некоторой критической концентрации доноров $N_{Ак} \gg N_{A1}, N_{A2}$ примесная зона перекрывается с зоной проводимости, а энергия ионизации становится равной нулю. В этом случае концентрация носителей заряда не зависит от температуры (участок 8-9) и наблюдается значительная проводимость даже в области низких температур. Такой полупроводник похож по своим электрическим свойствам на металлы и его называют вырожденным полупроводником (или полуметаллом).

Температурная зависимость удельной проводимости σ похожа на температурную зависимость концентрации носителей заряда.

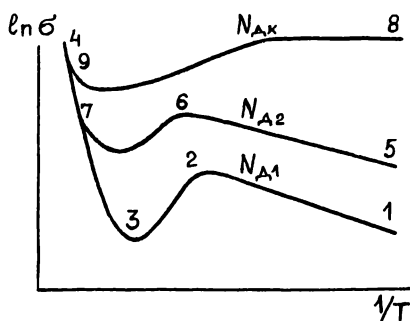


Рис.22

температурной зависимостью подвижности (в соответствии с формулами (50) и (51)). Поэтому даже в температурных интервалах (2-3), (7-6) и (8-9), где концентрация носителей заряда постоянна, удельная проводимость заметно изменяется с температурой, что можно наблюдать при сравнении рис. 21 и 22.

На трех участках кривых рис. 22, где концентрация носителей N_n зависит от T по экспоненциальному закону, температурная зависимость σ повторяет температурную зависимость N_n . В интервале температур, где происходит истощение примесей, температурная зависимость определяется

§ 12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Эффект Холла заключается в том, что в пластине металла или полупроводника, по которой проходит электрический ток при наличии магнитного поля, перпендикулярного направлению тока, возникает разность потенциалов на боковых гранях пластины в направлении, перпендикулярном току и магнитному полю. Эта разность потенциалов и получила название э.д.с. Холла. Если учесть, что электрический ток характеризуется вектором плотности тока \vec{j} , магнитное поле — вектором магнитной индукции \vec{B} , то в выбранной геометрии эксперимента ($\vec{j} \perp \vec{B}$) э.д.с. Холла наблюдается в направлении, перпендикулярном векторам \vec{j} и \vec{B} .

Эффект Холла возникает потому, что на носители заряда, движущиеся со скоростью \vec{v} в магнитном поле с индукцией \vec{B} , действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_\Lambda = e[\vec{v}\vec{B}]. \quad (52)$$

Направление действия силы Лоренца можно найти по правилу буравчика или по правилу левой руки.

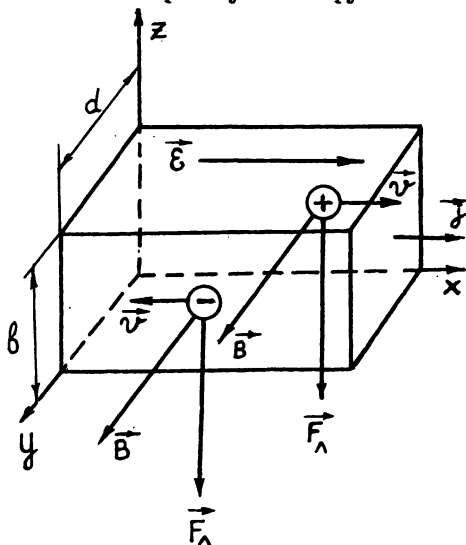


Рис. 23

При исследовании эффекта Холла обычно предполагают, что образец имеет форму тонкой пластинки, к торцам которой (вдоль оси X на рис. 23) приложена ускоряющая разность потенциалов. Она вызывает электрический ток вдоль оси X . Магнитное поле с индукцией \vec{B} прикладывается перпендикулярно направлению тока (вдоль оси Y на рис. 23).

Если носителями тока являются дырки (их заряд положителен), то направление скорости их упорядоченного движения совпадает с направлением

вектора плотности тока \vec{j} . В этом случае сила Лоренца отклонит положительные заряды вниз, в результате чего нижняя грань получит избыток положительных зарядов и зарядится положи-

тельно, в то время как верхняя грань зарядится отрицательно. Если носителями тока являются электроны, то направление скорости их упорядоченного движения будет противоположно направлению вектора плотности тока \vec{j} . Учитывая отрицательный знак заряда электрона, найдем из формулы (32), что сила Лоренца, действующая на электроны, также направлена вниз. В этом случае нижняя грань пластины получит избыток отрицательного заряда и зарядится отрицательно, в то время как верхняя грань зарядится положительно. Следовательно, по знаку э.д.с. Холла можно определить экспериментально тип носителей тока.

Эффект Холла позволяет найти не только знак носителей заряда, но и их концентрацию.

Перемещение носителей заряда в поперечном направлении вдоль оси Z прекратится тогда, когда поперечное электрическое поле с напряженностью E_z за счет зарядов, сместившихся под действием силы Лоренца (вдоль оси Z), уравнивает силу Лоренца:

$$e v B = e E_z. \quad (53)$$

Предполагая, что поперечное электрическое поле является однородным и $\vec{v} \perp \vec{B}$, получим для э.д.с. Холла

$$U_H = E_z b = v B b. \quad (54)$$

Учитывая формулу (35), связывающую плотность тока \vec{j} с концентрацией и средней скоростью упорядоченного движения носителей заряда \vec{v} , а также то, что ток протекает через торцевые грани пластины с площадью сечения S (плотность тока $j = I / S$), из формулы (54) найдем:

$$U_H = \frac{1}{N_n e} \cdot \frac{I}{d} B, \quad (55)$$

или

$$U_H = R_H \frac{I}{d} B, \quad (56)$$

где $R_H = 1 / N_n e$ называется постоянной Холла. Ее можно найти по формуле (56), подставив экспериментальные значения силы тока I , магнитной индукции B и толщины пластины d .

Знак э.д.с. Холла совпадает со знаком постоянной Холла. У полупроводников n -типа $R_H < 0$, а у полупроводников p -типа $R_H > 0$. Следовательно, эффект Холла позволяет определить тип электропроводности полупроводников.

При учете распределения носителей заряда по скоростям, т.е.

различных величин скоростей у определенных групп электронов, расчеты приводят к более точной формуле для постоянной Холла:

$$R_H = A \frac{1}{N_n e}, \quad (57)$$

где N_n - концентрация носителей заряда, коэффициент A принимает значения от 1 до 2 в зависимости от механизмов рассеяния носителей заряда, причем $A > 0$ для полупроводника p -типа и $A < 0$ для полупроводников n -типа. Постоянная зависит от температуры. Из формулы (57) по известным значениям $R_H(T)$ можно вычислить концентрацию носителей заряда N_n при различных температурах.

Одновременное измерение R_H и удельного электросопротивления ρ позволяет также вычислить подвижность носителей заряда μ по следующей формуле, которая получается комбинированием формул (35) и (57) в предположении, что проводимость обусловлена носителями заряда одного типа (электронами или дырками):

$$\mu = \frac{R_H}{\rho}. \quad (58)$$

Таким образом, в случае полупроводников, у которых концентрация неосновных носителей заряда значительно меньше концентрации основных, используя измерения эффекта Холла и удельного электросопротивления, можно найти знак носителей заряда, их концентрацию и подвижность.

Для полупроводников, у которых концентрация неосновных носителей заряда достаточно велика, необходимо учитывать вклад в эффект Холла как электронов, так и дырок. В этом случае постоянная Холла R_H зависит как от концентрации электронов N_n и их подвижности μ_n , так и от концентрации дырок N_p и их подвижности μ_p :

$$R_H = - \frac{A}{e} \frac{N_n (\mu_n / \mu_p)^2 - N_p}{[N_n (\mu_n / \mu_p)^2 + N_p]^2}. \quad (59)$$

В таких полупроводниках температурная зависимость постоянной Холла имеет сложный характер. Так, в германии и кремнии при низких температурах у образцов p -типа $R_H > 0$. Однако при повышении температуры постоянная Холла принимает отрицательные значения. Это объясняется тем, что в германии и кремнии подвижность электронов μ_n намного больше подвижности дырок, поэтому при нагреве образцов числитель в формуле (59) может изменить знак даже при $N_p > N_n$.

В заключение отметим, что эффект Холла используется не только для определения концентрации и подвижности электронов.

На его основе построен целый ряд приборов, которые используются в технике: фазочувствительные детекторы, модуляторы, измерители магнитной индукции, бесконтактные измерители тока и др.

ЗАДАЧА 70

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Целью настоящей работы является определение температурной зависимости электросопротивления и ширины запрещенной зоны ΔE полупроводника. Экспериментально измеряется удельное электросопротивление, которое связано с электропроводностью соотношением:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad (60)$$

Из формул (40) и (60) следует, что зависимость удельного электросопротивления от температуры имеет вид:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2K_B T}}, \quad (61)$$

где $\rho_0 = 1/\sigma_0$ - коэффициент (практически не изменяющийся с температурой), ΔE - ширина запрещенной зоны, K_B - постоянная Больцмана. Отсюда видно, что в полупроводниках с ростом температуры электросопротивление быстро уменьшается (по экспоненциальному закону). Наоборот, в металлах электросопротивление относительно медленно возрастает с температурой (почти по линейному закону).

Температурную зависимость электросопротивления удобно изображать на графике в логарифмических координатах. Если прологарифмировать формулу (61), то получим

$$\ln \rho = \ln \rho_0 + \frac{\Delta E}{2K_B T}. \quad (62)$$

Откладывая на графике по оси координат значения $\ln \rho$, а по оси абсцисс соответствующие значения $1/T$, получим прямую, для которой $\operatorname{tg} \alpha = \Delta E / 2K_B$, где $\operatorname{tg} \alpha$ - тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс, найденный с учетом масштабов отложенных по осям величин. Зная наклон этой прямой, получим важнейшую характеристику полупроводников - ширину запрещенной зоны $\Delta E = 2K_B \operatorname{tg} \alpha$. В данной задаче изучается температурная зависимость электросопротивления полупроводника - германия.

Описание установки

Электросопротивление образца измеряется с помощью вольтметра В7-27, который, кроме напряжений, позволяет измерять и сопротивление образцов, т.е. является омметром. В качестве образца используется полупроводник - германий. Образец германия с нанесенными на нем контактами помещается в стеклянную трубку, которая вставляется в электронагревательную печь (на рис.24 дана схема питания электропечи). Ток печи регулируется лабораторным автотрансформатором (ЛАТР) и измеряется амперметром.

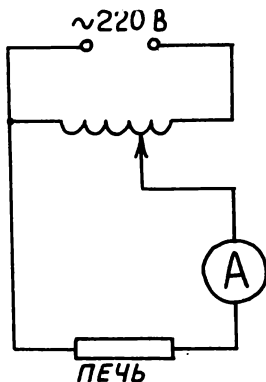


Рис.24

Лабораторный автотрансформатор (ЛАТР) для регулировки напряжения, подаваемого на печь. Амперметр для измерения тока через нагревательный элемент печи. Стеклянная трубка с образцом.

Температура образца определяется с помощью температурного датчика, расположенного в непосредственной близости от него (0,5 мм). Данный температурный датчик устроен таким образом, что на цифровом табло вольтметра В7-27, измеряющего температуру, высвечиваются цифры, соответствующие температуре образца в градусах Цельсия.

Приборы и принадлежности: 2 цифровых вольтметра В7-27 (один для измерения электросопротивления, другой - для измерения температуры).

Измерения

1. Включить вольтметр В7-27, измеряющий электросопротивление образца, установив тумблер "сеть" в верхнее положение. При этом должны высветиться цифры индикаторного табло.
2. Установить переключатель рода работ и пределов измерений в положение $1\text{ k}\Omega$.
3. Подсоединить к гнездам "U=", "R" и "0" вольтметра В7-27, измеряющего электросопротивление образца, измерительный кабель.
4. Включить вольтметр В7-27, предназначенный для измерения температуры образца, установив тумблер "сеть" в верхнее положение.

5. Собрать цепь электропечи согласно рис.24 и установить стрелку ЛАТРа на нулевую отметку.
6. Включить печь, подсоединив клеммы "СЕТЬ 220" ЛАТРа к розетке ~220 В, находящейся на столе. Переключатель пределов измерений на амперметре, измеряющем ток печи, должен стоять в положении I А.
7. Ручкой ЛАТРа установить ток печи 0,45 А и прогреть образец до температуры не ниже 75°C (около 30 минут).
8. При данном значении тока печи снять показания вольтметров, измеряющих электросопротивление образца и его температуру, занести показания в таблицу I.
9. Увеличивая ток в печи примерно на 0,03 А и выдерживая каждую температуру 10 минут, снять температурную зависимость электросопротивления образца. Максимальное значение тока в печи не должно превышать 0,7 А.
10. По окончании работы ручку ЛАТРа установить в нулевое положение. Установить тумблеры "СЕТЬ" вольтметров В7-27 в нижние положения.

Обработка результатов измерений

1. Зная электросопротивление образца и его размеры ($l = I, II$ см; $S = 0,17 \text{ см}^2$), определить удельное сопротивление образца германия при каждой исследуемой температуре ($\rho = R \frac{l}{S}$). Полученные значения занести в таблицу I.

Таблица I

T, A	R, Ω	$\rho, \Omega \cdot \text{см}$	$\ln \rho$	$T = t(^{\circ}\text{C}) + 273, K$	$1/T, K^{-1}$

2. Построить график зависимости удельного электросопротивления ρ от абсолютной температуры T , откладывая по оси абсцисс значения T , а по оси ординат - ρ .
3. Построить график, откладывая по оси ординат $\ln \rho$, а по оси абсцисс $1/T$. Определить $tg \alpha$ - угла наклона получившейся прямой к оси абсцисс.
4. По формуле (62) вычислить ширину запрещенной зоны ΔE исследуемого полупроводника *).

*) Чтобы получить величину ΔE в электрон-вольтах, нужно взять значение постоянной Больцмана $K_B = 8,62 \cdot 10^5 \text{ эВ/К}$.

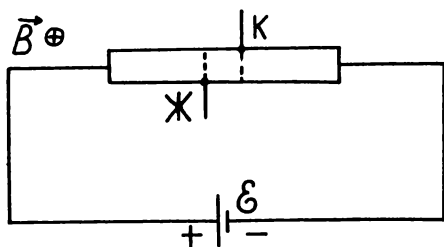
5. Оценить погрешность полученного результата.

ЗАДАЧА 90

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ, ПОДВИЖНОСТИ И ТИПА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Целью настоящей работы является исследование Холла в полупроводнике – германии с примесью. Это исследование включает: измерение постоянной Холла, расчет концентрации носителей тока, измерение удельного сопротивления образца, расчет подвижности носителей тока, определение типа носителей тока в полупроводнике. Из соотношения (56) видно, что знак э.д.с. Холла зависит от направления вектора \vec{B} , т.е. эффект Холла является нечетным эффектом. При измерении э.д.с. Холла необходимо учитывать побочные эффекты, один из которых, например, возникает из-за асимметричного расположения холловских контактов. В нашем случае этот эффект дает основную ошибку. Влияния асимметрии в расположении холловских контактов на результаты измерений можно избежать следующим образом.

Предположим, что холловские электроды Ж и К находятся на разных эквипотенциальных поверхностях образца (рис.25), тог-



да между ними возникнет дополнительная разность потенциалов ΔU_i , знак которой зависит только от направления тока через образец. Разность потенциалов, измеряемая между контактами Ж и К ($\Delta U_{жк}$), является суммой двух величин, одна из которых (холловская) зависит от направле-

Рис.25

ния магнитного поля \vec{B} , а другая – ΔU_i от направления \vec{B} не зависит. Измеряя $\Delta U_{жк}$ при двух равных по величине, но противоположных по направлению индукциях магнитного поля \vec{B} , получим

$$\begin{aligned} B > 0: & \left\{ \begin{aligned} \Delta U_{жк} &= + \Delta U_H + \Delta U_i, \\ B < 0: & \left\{ \begin{aligned} \Delta U'_{жк} &= - \Delta U_H + \Delta U_i. \end{aligned} \right. \end{aligned} \right. \quad (63)$$

Решая эту систему уравнений, для холловской разности потенциалов получим следующее выражение:

$$\Delta U_H = \left| \frac{1}{2} (\Delta U_{жк} - \Delta U'_{жк}) \right|. \quad (64)$$

Как следует из соотношения (56), постоянную Холла R_H и, следовательно, концентрацию носителей тока N_n можно найти из тангенса угла наклона прямой

$$\Delta U_H = f(B),$$

рассчитанного с учетом масштабов отложенных по осям величин.

Для определения подвижности носителей тока μ необходимо измерить удельное электросопротивление полупроводниковой пластинки ρ . Подвижность μ можно вычислить по формуле (58).

Описание установки

Блок-схема установки представлена на рис.26.

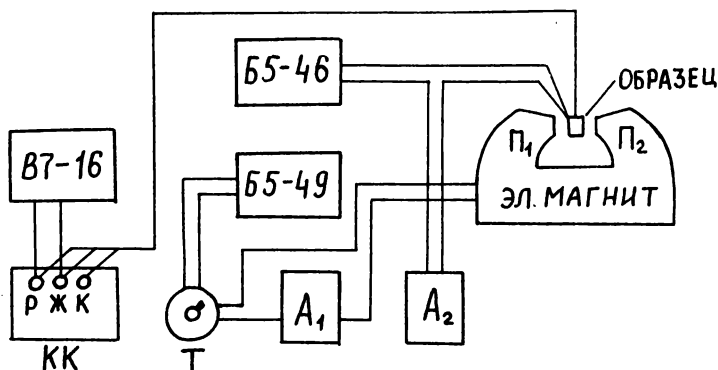


Рис.26

В состав установки входят: электромагнит, компас для определения направления магнитного поля, создаваемого электромагнитом, источник питания электромагнита Б5-49, источник, создающий ток через образец Б5-46, амперметры A_1 и A_2 , переключатель Т, изменяющий направление тока через электромагнит, клеммная колодка, цифровой вольтметр Б7-16 и образец.

Взаимное расположение приборов на рис.26 соответствует их размещению на лабораторном столе.

Источники питания Б5-46 и Б5-49 являются стабилизированными источниками постоянного напряжения, поддерживающими с большой точностью (0,01%) выходное напряжение в диапазонах 0 + 10 В и 0 + 100 В соответственно. Установка выходного напряжения осуществляется кодовыми переключателями напряжения, расположенными в левом верхнем углу (в окошке). Максимальный ток нагрузки стабилизатора Б5-49 равен 1 А. Поэтому ток через

электромагнит не должен превышать этой величины^{*}). Чтобы токовые перегрузки не выводили прибор из строя, он снабжен специальным электронным устройством, которое ограничивает его выходной ток как при недопустимо высоком выходном напряжении, так и при неожиданном уменьшении сопротивления нагрузки (коротком замыкании). Работу стабилизатора напряжения Б5-49 в условиях токовых перегрузок называют режимом стабилизации тока. Стабилизатор Б5-46 устроен так же, как и стабилизатор Б5-49. Максимальный ток нагрузки стабилизатора Б5-46 равен 10 А.

Оба стабилизатора питаются от сети переменного тока напряжением 220 В и включаются за несколько минут перед началом измерений.

Токи в цепях установки измеряются амперметрами типа М-253, класс точности которых равен 0,5. Для измерения тока через магнит служит амперметр A_1 , отмеченный в установке надписью "ТОК МАГНИТА". Амперметр A_2 с надписью "ТОК ОБРАЗЦА" измеряет ток через образец.

Для измерения напряжений используется цифровой вольтметр В7-16. Результат измерения напряжения высвечивается на индикаторном табло в виде четырехзначного числа, в котором целые части числа отделены от дробных светящейся точкой. Знаки "+" или "-" перед числом указывают на полярность измеряемого напряжения, а буквенные символы $V (mV)$, $\Omega (k\Omega)$ - на род измеряемой величины (кроме напряжения прибор В7-16 может измерять омическое сопротивление проводников). Для того, чтобы показания на индикаторном табло соответствовали измеряемой величине, перед началом измерений устанавливают нуль вольтметра и производят его калибровку (об установке нуля и калибровке см. ниже).

Вольтметр В7-16 питается от сети ~220 В и включается за 30 минут до начала измерений.

Клеммная колодка (КК) служит для подключения вольтметра к соответствующим точкам образца. Буквенные символы у клемм соответствуют обозначениям, принятым на рис.27 и 28.

Объектом исследования во всех трех упражнениях является образец, форма которого показана на рис.27.

^{*}) Сопротивление электромагнита таково, что без опасности перегрузить стабилизатор на него можно подавать напряжение не больше 28 В.

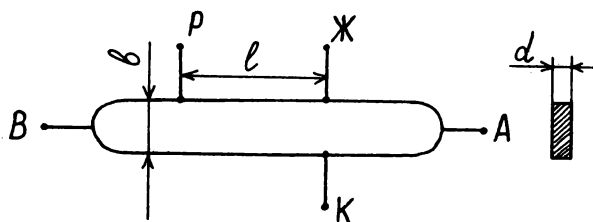


Рис.27

Он изготовлен из пластинки полупроводника (германий с примесью). Выбранная форма обеспечивает равномерную плотность тока в тех частях образца, с которых снимаются напряжения $\Delta U_{ЖК}$ и $\Delta U_{РЖ}$, пропорциональные напряжению Холла ΔU_H и удельному сопротивлению образца соответственно. Контакты Ж, К и Р лежат в плоскости, параллельной плоскостям полюсных наконечников электромагнита. Характерные размеры образца: $l = 0,300$ см, $d = 0,078$ см, $b = 0,200$ см. В целях защиты от механических повреждений он вмонтирован в футляр из плексигласа. Схема расположения образца в электромагните приведена на рис.28.

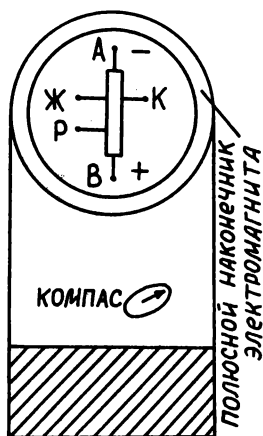



Рис.28

Рис.28 соответствует виду на образец со стороны полюсного наконечника электромагнита Π_T (см.рис. 26). Источник напряжения Б5-46 подключен к точкам А и В образца так, что точка А соединена с положительным потенциалом. Потенциальные выводы образца Ж, К, Р соединены проводниками с одноименными контактами клеммной колодки (КК).

Подготовка вольтметра В7-16 к измерениям

1. Включить прибор и прогреть его в течение 30 минут.
2. Установить переключатель РОД РАБОТЫ в положение (установка нуля) и ручкой  (установка нуля плавно) установить на индикаторном табло четыре нуля, причем знаки "+" и "-"

перед нулями должны появляться одинаково часто.

3. Установить переключатель РОД РАБОТЫ в положение ∇ (калибровка) и ручкой ∇ (установки калибровки плавно) установить на индикаторном табло показание 93I7 (93I7 является контрольным напряжением, источник которого находится внутри вольтметра). В случае невозможности осуществления вышеуказанными операциями установки нуля и калибровочного напряжения 93I7 необходимо обратиться за помощью к лаборанту или преподавателю.

После установки нуля и калибровки можно приступить к измерению напряжений.

Измерение напряжения вольтметром В7-16

1. Убедиться в том, что переключатель ПРЕДЕЛ ИЗМЕРЕНИЯ находится в положении I В.

2. Поставить переключатель РОД работы в положение И-15.

3. Присоединить концы кабеля вольтметра к точкам, между которыми производится измерение напряжения (клеммам ЖК или ЖР в зависимости от выполняемого упражнения). Произвести отсчет показаний на индикаторном табло.

Упражнение I

Измерение постоянной Холла и расчет концентрации носителей тока

Установить через образец ток $I = 10$ мА, что соответствует выходному напряжению стабилизатора Б5-46, равному 9,92 В.

Концы входного кабеля вольтметра В7-16 вставить в гнезда Ж и К произвольно и не менять их положения до конца измерений.

Измерить с учетом знака разность потенциалов $\Delta U_{ЖК}$ при токах через магнит, указанных в таблице I. В соседнем столбце указаны ориентировочные значения выходного напряжения стабилизатора Б5-49, соответствующие этим токам.

Измерения $\Delta U_{ЖК}$ выполнить для двух направлений тока через электромагнит. Условно можно считать одно направление тока (а следовательно, и индукции В) положительным, другое отрицательным.

Начинать измерения $\Delta U_{ЖК}$ необходимо с малых токов, переходя последовательно (как указано в таблице I) к большим. Выполнив все измерения при одном направлении тока, снизить напряжение на электромагните до нуля, изменить положение переключателя направления тока Т на противоположное и измерить

$\Delta U_{жк}$ при тех же значениях тока.

Индукцию магнитного поля определить по графику. График зависимости индукции B от тока через электромагнит I находится на лабораторном столе. Значения напряжений $\Delta U_{жк}$, $\Delta U'_{жк}$ и индукции B записать в таблицу I.

Таблица I

№	Ток маг- нита I, A	U магнита, B	Маг. инд. $B, Гс$	$\Delta U_{жк}$, ($B > 0$), мВ	$\Delta U'_{жк}$, ($B < 0$), мВ	ΔU_H , мВ
1	0.10	03.0				
2	0.20	06.0				
3	0.30	09.0				
4	0.40	12.0				
5	0.50	15.0				
6	0.60	18.0				
7	0.70	21.0				
8	0.80	24.0				
9	0.90	27.0				
10	0.95	28.0				

Чтобы избежать выхода из строя прибора Б5-49 при случайном переключении тумблера T в тот момент, когда ток через магнит не равен нулю, установка снабжена блокировкой (на рис.26 блокировка не показана). При срабатывании блокировки Б5-49 переходит в режим стабилизации тока, и ток через амперметр A_I достигает 1 А. В этом случае необходимо понизить выходное напряжение Б5-49 до нуля и обратиться к преподавателю или лаборанту. Студентам выключить блокировку самостоятельно не разрешается.

Для всех значений индукции по формуле (64) вычислить холловскую разность потенциалов ΔU_H . Результаты вычислений записать в таблицу I.

Построить на миллиметровой бумаге график зависимости

$$\Delta U_H, мВ = f(B, r_c).$$

Используя формулу (56), вычислить постоянную Холла R_H .

При вычислениях выразить ток через образец I в амперах, холловскую разность потенциалов ΔU_H - в вольтах, индукцию магнитного поля B - в гауссах и размер d образца - в сантиметрах ($[R_H] = [\frac{B \cdot cm}{A \cdot Гс}]$).

Для определения концентрации носителей тока постоянную

Холла удобно представить в единицах $[R_H] = \left[\frac{\text{см}^3}{\text{А} \cdot \text{с}} \right]$.

Из соотношения

$$1B = 10^8 \frac{\text{Мкс}}{\text{с}} = 10^8 \frac{\text{Гс} \cdot \text{см}^2}{\text{с}} \quad (65)$$

следует

$$R_H \cdot 10^8 \frac{\text{см}^3}{\text{А} \cdot \text{с}} = R_H \cdot \frac{B \cdot \text{см}}{\text{А} \cdot \text{Гс}} \quad (66)$$

По формуле $N_n = (R_H e)^{-1} \text{ см}^3$, где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, определить концентрацию носителей тока в образце.

Считая, что абсолютные погрешности измерения величин ΔU_n , B , d равны соответственно $\pm 0,1$ мВ, ± 20 Гс, $\pm 0,001$ см, а погрешность величины i определяется классом точности амперметра A_2 , вычислить абсолютную и относительную погрешности измерения R_H и N_n .

Упражнение 2

Измерение удельного сопротивления образца и расчет подвижности носителей тока

Уменьшить ток через электромагнит до нуля. Проверить и при необходимости установить нуль вольтметра В7-16. Перенести конец входного кабеля вольтметра из клеммы K в клемму P .

Измерить разность потенциалов $\Delta U_{PЖ}$ при трех значениях тока через образец, указанных в таблице 2 (ток через образец устанавливается кодовыми переключателями стабилизатора Б5-46). Результаты измерений $\Delta U_{PЖ}$ записать в таблицу 2. В эту же таблицу записать результаты расчета сопротивления $R_{PЖ}$ ($R_{PЖ} = \Delta U_{PЖ} / I$ (I — ток образца) участка $PЖ$ образца, а также абсолютные и относительные ошибки в определении $R_{PЖ}$.

Таблица 2

№	I образца, мА	$\Delta U_{PЖ}$, мВ	$R_{PЖ}$, Ом	$\bar{R}_{PЖ}$, Ом	$\Delta R_{PЖ}$, Ом	$\Delta \bar{R}_{PЖ}$, Ом	$\epsilon = \Delta \bar{R}_{PЖ} / \bar{R}_{PЖ}$, %
1	8,0						
2	7,0						
3	6,0						

Вычислить удельное сопротивление образца

$$\rho = \bar{R}_{PЖ} B d / l, \text{ Ом} \cdot \text{см} \quad (67)$$

и подвижность носителей тока

$$\mu = \frac{1}{\rho N_n e} = \frac{R_n}{\rho}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}. \quad (68)$$

Значения ρ и μ привести с указанием абсолютной и относительной погрешности. Абсолютные погрешности измерения величин b , ℓ и d равны соответственно $\pm 0,001$ см, $\pm 0,005$ см и $\pm 0,001$ см.

Упражнение 3

Определение типа носителей тока

Установить ток через образец 8 мА.

Установить ток в обмотках электромагнита 0,8 А ($U = 24$ В).

Перенести конец входного кабеля вольтметра В7-16 из клеммы Р в клемму К.

Определить по показаниям вольтметра полярность напряжения на клеммах К и Ж. (Конец кабеля, соединенный с плюсовой входной клеммой вольтметра, отмечен знаком "+").

Определить с помощью компаса, укрепленного на ярме электромагнита, направление индукции магнитного поля на образце (стрелка компаса указывает направление индукции-магнитного поля между полюсами электромагнита). Северный конец стрелки окрашен в красный цвет.

Используя правило левой руки, определить тип носителей тока в образце.

ЗАДАЧА 60

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА

Целью настоящей работы является нахождение входных и выходных характеристик транзистора и определение его коэффициента усиления по току в статическом режиме, а также определение коэффициента усиления по напряжению в динамическом режиме.

Анализ и расчет усилительных каскадов на транзисторах обычно производят, используя именно их статические входные и выходные характеристики. Режим работы транзистора на постоянном токе, когда отсутствует сопротивление нагрузки R_k в цепи коллектора, называют статическим. Характеристиками транзистора называют графически представленные зависимости между токами и напряжениями в его входных и выходных цепях. В справочниках обычно приводятся статические входные и выходные характеристики, которые и являются наиболее важными для транзисторов.

Одним из наиболее распространенных усилительных каскадов на транзисторах является каскад с общим эмиттером (ОЭ), рис. 19,б, когда эмиттер является общим электродом для входной и выходной цепей транзистора. Напряжения, приложенные к коллектору ($U_{кэ}$) и к базе ($U_{бэ}$), отсчитываются относительно эмиттера (см. рис.29) и называются соответственно входным и выходным. В усилительных каскадах обычно используется режим, когда $U_{кэ} < U_{бэ} < 0$ (для $p-n-p$ - транзисторов); в этом случае эмиттерный переход открыт, коллекторный переход заперт.

Входные характеристики

Статической входной характеристикой транзистора называется график зависимости величины входного тока $I_{вх}$ от величины входного напряжения $U_{вх}$ при постоянном значении выходного напряжения $U_{вых}$: $I_{вх} = f(U_{вх}) / U_{вых} = const$ (рис.30).

Статической выходной характеристикой транзистора называется график зависимости выходного тока $I_{вых}$ от выходного напряжения $U_{вых}$ при постоянном значении входного тока $I_{вх}$: $I_{вых} = f(U_{вых}) / I_{вх} = const$ (рис.31).

На рис.30 представлены две входные характеристики транзистора в схеме с ОЭ.

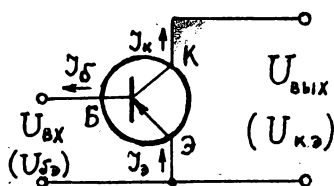


Рис.29

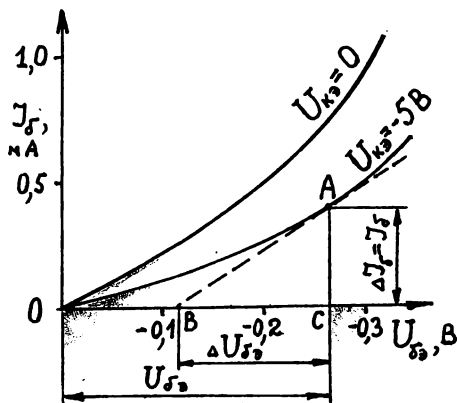


Рис.30

Особенностью входных характеристик является зависимость их наклона от величины коллекторного напряжения $U_{кэ}$. При росте отрицательного напряжения $U_{кэ}$ наклон характеристик уменьшается. В справочниках обычно приводят входные характеристики при $U_{кэ} = 0$ и $U_{кэ} = -5 В$.

Величина входного сопротивления $R_{вх}$ транзистора в схеме с ОЭ определяется выражением:

$$R_{вх} = \frac{dU_{вх}}{dI_{вх}} = \frac{dU_{бэ}}{dI_{бэ}} \bigg|_{U_{кэ} = const} \quad (69)$$

Эта величина определяется по статической входной характеристике. Пусть точка А на характеристике $I_{бэ}(U_{бэ})$ при $U_{кэ} = -5 В$ (см. рис. 30) является рабочей точкой. Найдем величину $R_{вх}$ в этой точке. Изменения напряжения $\Delta U_{бэ}$ отсчитываются вблизи величины данного напряжения $U_{бэ}$. Для этого проводим касательную к входной характеристике в точке А до пересечения ее с осью абсцисс (пунктир на рис.30). Величина $R_{вх}$ в точке А определяется величиной котангенса угла наклона касательной в рабочей точке к оси напряжений $U_{бэ}$, т.е. отношением BC/AC с учетом масштабов по осям.

Отношение уже не приращений, а самих величин, т.е. постоянного напряжения на входе $U_{вх}$ к выходному току $I_{вх}$ транзистора, называется входным сопротивлением транзистора по постоянному току и обозначается $R_{вх0}$. Для схемы с ОЭ

$$R_{вх0} = \frac{U_{бэ}}{I_{бэ}} \bigg|_{U_{кэ} = const} \quad (70)$$

т.е. для любой произвольной точки А на входной статической характеристике $R_{вх}$ равно отношению координат точки А.

Выходные характеристики

Выходным током $I_{сбх}$ в схеме с ОЭ является коллекторный ток $I_{к}$, выходным напряжением $U_{сбх}$ - напряжение коллектор-эмиттер $U_{кэ}$. Зависимость коллекторного тока $I_{к}$ от напряжения $U_{кэ}$ при различных значениях тока $I_{бэ}$ представляет собой семейство статических выходных характеристик транзистора в схеме с ОЭ: $I_{к} = f(U_{кэ})_{I_{бэ} = const}$. На рис.31 представлено семейство выходных статических характеристик в схеме с ОЭ. Рассматриваются части графиков, расположенные в активной области П. На рисунке отмечена линия критического режима, когда $|U_{кэ}| = |U_{бэ}|$, за которой (ближе к оси $I_{к}$) следует область насыщения I.

Небольшая величина угла наклона основного участка (активной области) выходной характеристики свидетельствует о слабой зависимости коллекторного тока $I_{к}$ от величины коллекторного напряжения $U_{кэ}$.

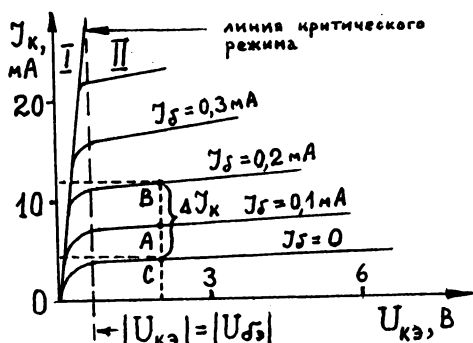


Рис.31

По семейству выходных характеристик находится коэффициент усиления по току β в схеме с ОЭ, который определяется в заданном режиме следующим образом:

$$\beta = \left. \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} \right|_{U_{KЭ} = \text{const}} \quad (71)$$

Для того, чтобы определить β в точке А (рис.31), через точку А проводится перпендикуляр к оси напряжений (вертикальная штриховая линия). Из точек пересечения этого перпендикуляра с двумя ближайшими характеристиками над точкой А и под ней (точки В и С) проводятся прямые (горизонтальные пунктиры), параллельные оси напряжений. Изменение ΔI_B равно разности значений базового тока для двух ближайших к точке А характеристик, т.е. на рис.31 $\Delta I_B = 0,2 \text{ мА}$. Отсюда получаем из рис.31, что

$$\beta = \left. \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} \right|_{U_{KЭ} = \text{const}} = \frac{12,4 - 4,1}{0,2} = \frac{8,3}{0,2} = 41,6.$$

По выходной характеристике транзистора определяется также величина выходного сопротивления $R_{вых}$:

$$R_{вых} = \left. \frac{dU_{вых}}{dI_{вых}} = \frac{dU_{KЭ}}{dI_K} \right|_{I_B = \text{const}} \quad (72)$$

равного котангенсу углу наклона характеристики к оси напряжений. Графический способ определения $R_{вых}$ транзистора в схеме с ОЭ по выходной характеристике в точке А представлен на рис.32.

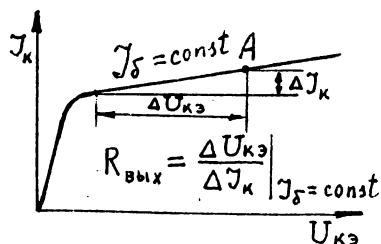


Рис.32

Характеристики тран-
зисторов имеют рабочую
область, которая выделя-
ется рядом ограничений.
Ограничение по величине
коллекторного тока :
 $I_K \leq I_{K, доп.}$ (коллек-
торный ток должен быть
меньше допустимого, обус-
ловленного перегревом
эмиттерного перехода).

Ограничение по величине коллекторного напряжения:

$U_{K3} \leq U_{K3, доп.}$, так как при большой величине
 $U_{K3} > U_{K3, доп.}$ может произойти пробой коллекторного пере-
хода.

Физическая природа поведения входных и выходных характеристик

Рассмотрим входную характеристику при $U_{K3} = 0$ (рис.30).
Замечем, что чем больше напряжение $U_{БЭ}$, тем больше стано-
вится ток базы I_B . Напряжение $U_{БЭ}$ включено на эмиттерный
 $p - n$ -переход в прямом направлении. Поэтому с увеличением
 $U_{БЭ}$ увеличивается количество дырок, переходящих через пе-
реход в базу, и ток базы I_B увеличивается, так как количест-
во дырок, появляющихся в базе, а следовательно, и ток I_B , эк-
споненциально зависят от напряжения, приложенного к эмиттерно-
му переходу.

Входная характеристика при $U_{K3} = -5В$ (рис.30) идет
ниже подобной характеристики при $U_{K3} = 0$, т.е. с ростом $|U_{K3}|$
ток уменьшается. Как это объяснить? Напряжение U_{K3} вклю-
чено на коллекторный переход $n - p$ в обратном направлении.
При увеличении отрицательных напряжений U_{K3} ширина коллек-
торного перехода также растет. Это приводит к уменьшению рабочей
толщины базы W , так как коллекторный переход, в основном, рас-
положен в базе. Уменьшится число электронов в базе, которые мо-
гут рекомбинировать с дырками, пришедшими через эмиттерный пере-
ход, что и уменьшит ток базы I_B .

Рассмотрим поведение выходных характеристик в схеме с ОЭ
(рис.31). Напряжение, приложенное к коллекторному $n - p$ -
переходу, равно $(U_{K3} - U_{БЭ})$. Поэтому пока $|U_{K3}| < |U_{БЭ}|$,
напряжение на коллекторном переходе оказывается включенным в

прямом направлении. В этой области напряжений $U_{кэ}$ коллекторный переход открыт, и коллектор инжектирует дырки в базу. Эмиттер также инжектирует дырки в базу, так как $U_{бэ}$ приложено к эмиттерному переходу в прямом направлении. База насыщается дырками (поэтому эту область называют областью насыщения).

График распределения концентрации дырок в базе для двух случаев (когда эмиттерный переход открыт, а коллекторный закрыт, и когда оба перехода открыты) смотри на рис. 33а,б, где w — ширина базы. В первом случае концентрация дырок p_p у коллектора примерно равна нулю, так как дырки из эмиттера попадают через базу в коллектор, где они рекомбинируют с подошедшими из внешней цепи электронами. А у эмиттера концентрация дырок мак-

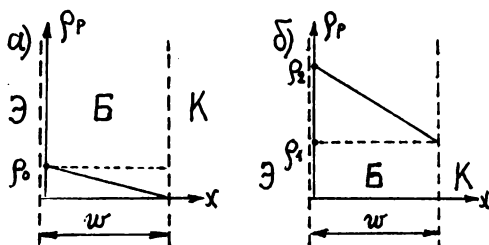


Рис. 33

симальна и равна p_0 . Во втором случае концентрация дырок у коллектора p_1 уже не равна нулю, а у эмиттера она p_2 , причем $p_2 > p_1$. Величина \mathcal{I}_k определяется как количеством дырок, пришедших из области базы к коллектору, так и скоростью их движения, которая зависит от величины градиента концентрации дырок в базе $\partial p_p / \partial x$. Во втором случае и количество дырок, накопленных в базе, и быстрота их движения оказываются большими, чем в первом. Следовательно, величины \mathcal{I}_k в режиме насыщения резко увеличиваются, и достаточно небольших изменений $U_{кэ}$ в этой области, чтобы получить изменения тока \mathcal{I}_k . Поэтому на участке от $U_{кэ} = 0$ до $|U_{кэ}| = |U_{бэ}|$ крутизна выходной характеристики сравнительно большая. На участке $|U_{кэ}| > |U_{бэ}|$ напряжение на коллекторный переход подается в обратном направлении, и транзистор переходит в ненасыщенный режим. В этом случае изменение $U_{кэ}$ слабо влияет на \mathcal{I}_k . На этом участке крутизна выходной характеристики становится небольшой, а выходное сопротивление $R_{вых} = \frac{\Delta U_{кэ}}{\Delta \mathcal{I}_k} \Big|_{\mathcal{I}_k}$ увеличивается.

Описание установки

Приборы и принадлежности:

измерительный стенд с транзистором МП40; транзистор МП40 (отдельно от стенда); омметр-тестер; измерительные приборы, присоединяемые к клеммам измерительного стенда: микроамперметр, милливольтметр, миллиамперметр, вольтметр, осциллограф с генератором переменного напряжения, источник питания типа УИП-2.

Установка собирается по схеме, представленной на рис. 34 на базе измерительного стенда с транзистором МП40, к клеммам которого с помощью соединительных проводов подсоединяются измерительные приборы.

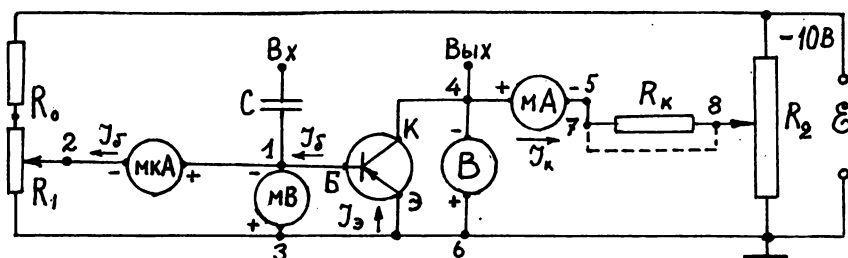


Рис. 34

Входной ток базы I_b измеряется микроамперметром, включенным между точками 1-2. Входное напряжение $U_{бэ}$ определяется милливольтметром, подсоединенным к точкам 1-3. Величину входного напряжения, получаемого от единственного в схеме источника э.д.с. \mathcal{E} с помощью "делителя напряжения" $R_0 + R_1$, изменяют с помощью потенциометра R_1 . Величина тока I_b здесь не должна превышать 1 мА, для чего и служит ограничительное сопротивление R_0 .

Ток коллектора I_k измеряется миллиамперметром (точки 4-5). Выходное напряжение $U_{кэ}$ определяется вольтметром (точки 4-6). Величина напряжения $U_{кэ}$ изменяется с помощью потенциометра R_2 . Сопротивление R_k при снятии статических характеристик закорачивается, т.е. точки 7-8 соединяются коротким проводником. В исходном состоянии ручки потенциометров R_1 и R_2 должны быть повернуты в нулевое положение.

Упражнение I

Снятие семейства входных статических характеристик транзистора

1) Снять первую входную характеристику $I_b = f(U_{бэ})|_{U_{кэ}=0}$,

где $U_{кз}$ - параметр характеристики.

С помощью потенциометра R_2 установить значение $U_{кз}=0$. Изменяя с помощью R_1 величину $U_{бэ}$, снять отсчеты I_b по микроамперметру (мкА) при значениях от 0 до 180 мВ через 20 мВ, отсчитываемых по милливольтметру (мВ).

2) Снять вторую входную статическую характеристику при $U_{кз} = -5$ В. Снятие входной характеристики при значениях $U_{кз}$, отличных от нуля, осложняется тем, что необходимо поддерживать величину напряжения $U_{кз}$ постоянной, так как при изменении $U_{бэ}$ изменяется и $U_{кз}$. Поэтому с помощью потенциометра R_2 устанавливается $U_{кз} = -5$ В и в дальнейшем при изменении $U_{бэ}$ оно поддерживается постоянным. Отсчеты I_b проводить при значениях $U_{бэ}$ от 0 до 200 мВ. Обе зависимости внести в таблицу I.

Графики обеих характеристик построить на миллиметровке на одном чертеже.

Таблица I

$U_{кз}=0$		$U_{кз} = -5В$	
$U_{бэ}, мВ$	$I_b, мкА$	$U_{бэ}, мВ$	$I_b, мкА$
0		0	
20		20	
...		...	

3) Определить с помощью графического построения величины входных сопротивлений транзистора по построенным характеристикам, пользуясь соотношениями:

$$R'_{вх} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta I_{вх}} = \frac{\Delta U_{бэ}}{\Delta I_b} \bigg|_{U_{кз}=0}, \quad R''_{вх} = \frac{\Delta U_{бэ}}{\Delta I_b} \bigg|_{U_{кз}=-5В}$$

а также: $R_{вх0} = U_{бэ} / I_b \big|_{U_{кз}=const}$ при $I_b = 50, 100, 150, 200, 250$ мкА.

Упражнение 2

Снятие семейства выходных статических характеристик транзистора

Величину выходного напряжения устанавливают с помощью потенциометра R_2 , а измеряют по вольтметру (В). Соответствующие значения коллекторного тока отсчитывают по миллиамперметру (мА). Величину входного базового тока I_b поддерживают постоянной с помощью потенциометра R_1 . Величина I_b

является постоянным параметром выходной характеристики.

1) Снять выходную характеристику $I_k = f(U_{kз}) | I_B = 100 \text{ мкА}$. Установить с помощью потенциометра R_1 величину тока базы $I_B = 100 \text{ мкА}$. Для каждого значения $U_{kз}$ записать соответствующие значения I_k в мА. В области насыщения точки для $U_{kз}$ брать через (0,1 + 0,2) В, а после значения $U_{kз} = -1 \text{ В}$ - через интервал в один вольт - до 11 В. Построить на миллиметровке по полученным значениям $U_{kз}$ и I_k выходную характеристику $I_k = f(U_{kз}) | I_B = 100 \text{ мкА}$.

2) Установив с помощью потенциометра R_2 значение тока базы $I_B = 300 \text{ мкА}$, снять для него выходную статическую характеристику: Значения I_B поддерживать постоянными с помощью потенциометра R_1 . Данные записать в таблицу 2.

Таблица 2

$I_B = 100 \text{ мкА}$		$I_B = 300 \text{ мкА}$	
$U_{kз}, \text{ В}$	$I_k, \text{ мА}$	$U_{kз}, \text{ В}$	$I_k, \text{ мА}$
0		0	
0,1		0,1	
...		...	

Построить семейство обеих выходных характеристик на одном чертеже.

3) Определить коэффициенты усиления по току β в схеме с ОЭ в точках пересечения выходных характеристик с прямой $U_{kз} = -8 \text{ В}$, используя формулу (71) $\beta = \Delta I_k / \Delta I_B | U_{kз} = \text{const}$ для $I_B = 100 \text{ мкА}$ и 300 мкА.

4) Определить величины выходных сопротивлений транзистора $R_{вых}$ в схеме с ОЭ по выходным статическим характеристикам (см. рис. 32), используя соотношение (72) $R_{вых} = \Delta U_{kз} / \Delta I_k | I_B = \text{const}$ для $I_B = 100 \text{ мкА}$ и 300 мкА.

Упражнение 3

Снятие зависимости коэффициента усиления по напряжению от входного сопротивления каскада
(выполняется по указанию преподавателя)

В предыдущих упражнениях снимались статические характеристики транзистора (на постоянном токе). Но транзистор часто используется для усиления переменных токов, например получаемых с микрофона и т.п. Тогда коэффициентом усиления каска-

да по напряжению называют величину K_H , определяемую как

$$K_H = \frac{U_{вых}}{U_{вх}}, \quad (73)$$

где $U_{вх}$ - напряжение на входе, $U_{вых}$ - напряжение на выходе. Напряжение $U_{вх}$ - напряжение переменного тока низкой частоты - подается на базу транзистора через разделительную емкость C (на схеме рис. 34). Емкость служит для разделения постоянной и переменной составляющей входного сигнала так, чтобы постоянная составляющая сигнала не влияла на величину I_B транзистора. Переменный сигнал $U_{вх}$ может быть получен только при наличии "сопротивления нагрузки", т.е. только при включении в цепь коллектора сопротивления R_K . Выходным напряжением $U_{вых}$ является переменное напряжение, снимаемое между коллектором и эмиттером, т.е. $U_{кэ} = U_{вых}$. При включении в цепь коллектора сопротивления нагрузки R_K величина напряжения $U_{кэ}$ будет уже зависеть от величины коллекторного тока I_K , так как по закону Ома $U_{кэ} = \mathcal{E} - R_K I_K$. Это есть уравнение прямой, которая называется линией нагрузки или нагрузочной прямой. Она определяет все возможные значения тока I_K и напряжения $U_{кэ}$ при любых изменениях базового тока I_B , если заданы \mathcal{E} и R_K .

Для построения нагрузочной прямой на семействе выходных статических характеристик найти точки пересечения этой прямой с осями абсцисс и ординат: ($I_K = 0$; $U_{кэ} = \mathcal{E}$), ($U_{кэ} = 0$; $I_K = \mathcal{E} / R_K$), см. рис. 32. Соединив эти две точки прямой линией, получить нагрузочную прямую.

Для минимальных искажений усиливающегося переменного сигнала $U_{вх}$ исходный режим транзистора выбирают таким образом, чтобы изменения I_K были возможны в сторону увеличения и в сторону уменьшения на одинаковую величину. Это условие выполняется, если рабочая точка находится посередине линии нагрузки, т.е. при $U_{кэ} = 0,5\mathcal{E}$ и $I_K = 0,5\mathcal{E} / R_K$. Установление начального режима транзистора по I_K осуществляется заданием тока базы I_B , по соотношению $I_B = I_K / \beta$, где β - статический коэффициент усиления по току (71).

Максимальное значение коэффициента усиления по напряжению в схеме с ОЭ определяется выражением:

$$K_H \approx \beta \frac{R_K}{R_{вх}}, \quad (74)$$

где $R_{вх}$ - входное сопротивление в рабочей точке.

Из выражения (74) видно, что коэффициент усиления каскада по напряжению растет с уменьшением входного сопротивления

каскада $R_{вх}$.

Величину K_H можно измерить и непосредственно. Для этого используется источник переменного напряжения амплитудой

$U_{вх}^0 \approx 10 \text{ мВ}$ и частотой $f \approx 1 \text{ кГц}$ и осциллограф. Сигнал этого переменного напряжения подается на вход усилительного каскада. С помощью осциллографа измеряется напряжение $U_{вх}$ сначала на входе каскада, а затем $U_{вых}$ - на выходе. Тогда

$K_H = U_{вых} / U_{вх}$, и эту величину можно сравнить с результатом, полученным по формуле (74).

1) Подать переменное напряжение $U_{вх}$ с выхода генератора-калибратора напряжения (разъем $\text{9L } 4000 \text{ Гц}$) осциллографа CI-19Б на вход усилительного каскада - клемма Вх на схеме рис. 34 (все приборы, "+" источника питания и измерительного стенда заземляются).

Измерить амплитуду входного напряжения $U_{вх}^0$. Для этого вход осциллографа (разъем $\text{9L } \text{выход } Y_1$) подсоединить к клемме Вх усилительного каскада и измерить амплитуду сигнала на экране осциллографа (в делениях шкалы экрана) n_1 . Величина $U_{вх}^0$ измеряется при $U_{кз} = 0,5 \text{ В}$ и определенном токе базы I_B .

Измерить амплитуду выходного напряжения $U_{вых}^0$. Для этого вход осциллографа подсоединить к клемме Вых усилительного каскада и измерить амплитуду сигнала на экране осциллографа (в делениях его шкалы) n_2 .

2) Определить $K_H = U_{вых}^0 / U_{вх}^0 = n_2 / n_1$ для $U_{кз} = 0,5 \text{ В}$ и ряда значений $I_B = 50, 100, 150, 200, 250 \text{ мкА}$.

Для данных I_B и $U_{кз}$ по точкам входной характеристики при $U_{кз} = 0,5 \text{ В}$ определить $R_{вх}$ и построить зависимость $K_H = f(R_{вх})$ при значениях $U_{кз} = -5 \text{ В}$ и $I_B = 50, 100, 150, 200, 250 \text{ мкА}$.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
§ 1. Образование энергетических зон при движении электро- на проводимости в кристаллической решетке	5
§ 2. Зонная структура твердых тел	11
§ 3. Два вида носителей тока в полупроводниках	19
§ 4. Примесные центры и локальные уровни	21
§ 5. Доноры и электронная проводимость	22
§ 6. Акцепторы и дырочная проводимость	23
§ 7. Контакт полупроводников p - и n - типа	25
§ 8. Конструкции полупроводниковых диодов	32
§ 9. Полупроводниковые триоды (транзисторы)	34
§ 10. Интегральные схемы	38
§ 11. Температурная зависимость концентрации и подвиж- ности носителей заряда	40
§ 12. Определение концентрации и подвижности носителей тока с помощью эффекта Холла	48
ЗАДАЧА 70. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	51
ЗАДАЧА 90. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ, ПОДВИЖНОСТИ И ТИПА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА	54
ЗАДАЧА 60. ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА	61

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

КАТАЕВ Георгий Иванович,
НИКИТИН Сергей Александрович.
Общий физический практикум.
Физика полупроводников.

Заведующая редакцией Н.М.Глазкова

Редактор Р.Д.Солод

Художественный редактор Н.Ю.Калмыкова

Технический редактор М.Б.Терентьева

Н/К

Подписано в печать 31.03.89. Формат 60х90/16.

Бумага офс. №1. Offsetная печать. Усл. печ. л. 4,5.

Уч.-изд. л. 4,26. Тираж 1500 экз. Заказ №1260

Изд. № 1096. Цена 15 коп. Заказное.

Ордена "Знак Почета" Издательство Московского университета

103009, Москва, ул. Герцена, 5/7.

Типография ордена "Знак Почета" Изд-ва МГУ.

119899, Москва, Ленинские горы

Цена 15 коп.