

## Введение

Развитие техники выдвигает все новые задачи, для решения которых требуются новые материалы. Так, развитие авиации привело к разработке легких сплавов, прогресс ракетостроения ? к созданию тугоплавких и огнестойких материалов и т. п. Наше время отмечено пластмассами и полупроводниками, которые подняли моими илисты технической целины.

До недавнего времени электротехника знала медь и изоляторы, машиностроение ? железо, радиотехника строилась па вакуумных лампах. И относительно совсем недавно на техническом горизонте появились полупроводники ? сначала как выпрямители переменного тока и фотоэлементы. С тех пор они широкой волной вторглись в радиотехнику, автоматику и сигнализацию, измерительную технику. В настоящее время огромное число производств базируется на полупроводниках, и это только начало мощного развивающегося движения.

В широких кругах представление о полупроводниках связано с радиотехникой и отчасти с выпрямителями. Масштабы их производства в одних только США превышают миллиард долларов.

Важность замены радиоламп полупроводниковыми диодами и триодами достаточно хорошо известна. Все знают, что в отличие от вакуумных ламп новые приборы потребляют во много раз меньше электроэнергии, они не требуют предварительного подогрева, не боятся сотрясений, обладают громадной прочностью и долговечностью, что их можно изготовлять небывало малого размера. Ван Арденсу в ГДР удалось ввести полупроводниковую радиостанцию в человеческий желудок, а недавно у нас демонстрировали искусственный протез, в котором движения управлялись биотоками живого человека.

Выпрямители переменного тока из закиси меди и селена приводили к энергетическим потерям порядка 30%. Теперь, в эпоху германия и кремния, новые выпрямители снизили потери до 1--2% и решают задачи электролиза алюминия и других металлов, применяются на электротранспорте и ряде иных мест, где нужен постоянный ток.

Третья область применения полупроводников -- фотоэлементы -- уже сделалась широко известной благодаря их использованию в спутниках и космических кораблях, где солнечные лучи становятся единственным и неизменным источником энергии. 10-15% этой энергии фотоэлементы превращают в электроэнергию. Однако стоимость кремниевых фотоэлементов еще настолько высока, что пока преждевременно говорить о больших масштабах превращения солнечной энергии в электрическую.

140 лет назад эстонский физик Зеебек открыл явление термоэлектричества, но неправильно его понял. В термоэлементах, как и в других тепловых двигателях, тепловой поток, идущий от горячего конца к холодному, частично переходит в другие виды энергии, в данном случае в электрическую. Отличительная черта термоэлементов, как и фотоэлементов,? выделение электроэнергии без промежуточных этапов, без паровых котлов и турбин, без вращающихся динамо-

машин.

Это громадное преимущество, и оно скоро было осознано. Но пока материалы для термоэлементов изготавливались из металлов, КПД достигал нескольких десятых долей процента, а создаваемое термоэлементами охлаждение не превышало  $5 \text{ ? } 6^\circ$ . Поэтому термоэлементы применялись лишь для измерения температур.

Уже в начале первой пятилетки советские физики первыми в мире поняли преимущество полупроводников и еще перед войной получили около 3% КПД, а во время Отечественной войны изготавливали котелки с дном из термоэлементов, которые могли снабжать партизан электроэнергией для раций. После окончания войны котелки были заменены керосиновыми лампами с термобатареями, питающими радиоприемники. Таких термогенераторов было изготовлено несколько сот тысяч.

Учитывая исключительное значение энергетики, я несколько подробнее остановлюсь на термогенераторах. Решающим в них является температура источника тепла. Если она не превышает  $300\text{-}400^\circ$ , то твердые полупроводники из теллуристого висмута или свинца дают термоэлементы с КПД до 8%. При  $700^\circ$  нам, по-видимому, удастся получить КПД 12-15%. Источники тепла с температурой  $1500\text{-}2000^\circ$  позволяют говорить уже о достижении КПД в 30-60%.

Термоэлементы с КПД от 8 до 15% представляют большой интерес для получения электроэнергии от Солнца с целью использования ее в сельском хозяйстве и на транспорте.

КПД порядка 50% и выше можно будет получать либо из газообразных полупроводников (плазма паров цезия), либо из вакуумных диодов, либо, наконец, из потоков ионизованных газов в магнитном поле. Каждый из этих путей может привести к цели, каждый требует преодоления своих трудностей. Опыт покажет, какой из них окажется наилучшим.

Нельзя не упомянуть о полупроводниках, концентрирующих магнитные и электрические поля (о ферритах и сегнетоэлектриках), измерительных приборах, стабилизаторах напряжения и многом другом, что характеризует современный этап техники и неосуществимо без полупроводников.

Можно резюмировать все то, что дали нам полупроводники и чего еще ждут от них.

1. Превращение почти без потерь энергии переменного тока в постоянный от долей ватта до тысяч киловатт.
2. Замена радиоламп с большой экономией электрической энергии при ничтожных габаритах, что сильно расширит область применения радиотехники и электроники.
3. Значительное упрощение и улучшение средств сигнализации, телеуправления и автоматизации производственных процессов.
4. Упрощение электронно-счетных устройств и создание систем, решающих самые сложные задания промышленности и сельского хозяйства.
5. Совершенствование измерительной техники.
6. Стабилизация напряжений и токов и преобразование всех параметров электрических схем.
7. Разработка фотоэлементов, превращающих световую энергию в электрическую.

Использование солнечной энергии с помощью, как термоэлементов, так и фотоэлементов.

8. Создание сегнетоэлектриков и ферритов, концентрирующих магнитные и электрические поля и превращающих электрическую и магнитную энергию в механическую, звуковую и другие виды энергии.

9. Разработка термоэлементов для прямого превращения тепловой энергии в электрическую с КПД порядка 10%.

10. Разработка термоэлементов, способных превращать высокотемпературную тепловую энергию в электрическую с КПД от 40 до 60-70%.

11. Использование потоков ионизованных газов в магнитном поле, создающих электроэнергию с высоким КПД.

12. Развитие холодильной техники и кондиционирование воздуха в помещениях.

Изучаются и используются жидкие и газообразные полупроводники, ведутся исследования в области высоких температур, так как ждут гораздо больших результатов, считая достигнутые успехи лишь первыми шагами на длительном пути. Уже разработанное передается производству, а перспективы быстро и широко развиваются в научных и отраслевых институтах, создаются необходимые материальные условия.

1. Строеение и электрические свойства полупроводников

### 1.1 Общие свойства полупроводников

Полупроводники занимают промежуточное положение по электропроводности (или по удельному сопротивлению) между проводниками и диэлектриками. Однако это деление всех веществ по их свойству электропроводности является условным, так как под действием ряда причин (примеси, облучение, нагревание) электропроводность и удельное сопротивление у многих веществ весьма значительно изменяются, особенно у полупроводников.

В связи с этим полупроводники от металлов отличают по целому ряду признаков:

- 1) удельное сопротивление у полупроводников при обычных условиях гораздо больше, чем у металлов;
- 2) удельное сопротивление чистых полупроводников уменьшается с ростом температуры (у металлов оно растет);
- 3) при освещении полупроводников их сопротивление значительно уменьшается (на сопротивление металлов свет почти не влияет);
- 4) ничтожное количество примесей оказывает сильное влияние на сопротивление полупроводников.

От диэлектриков полупроводники отличаются тем, что ширина запрещенной зоны кристалла диэлектрика порядка нескольких электрон-вольт, то тепловое движение не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости и кристалл является диэлектриком, оставаясь им при всех реальных температурах. У полупроводников ширина запрещенной зоны достаточно узка ( $E_g$  порядка 1 эВ, рис.

1), то переброс (рис. 1.1) электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко либо путем теплового возбуждения, либо за счет внешнего источника, способного передать электронам энергию  $\epsilon$ , и кристалл является полупроводником.

Полупроводниками являются твердые тела, которые при  $T = 0$  К характеризуются полностью занятой электронами валентной зоной и как говорилось выше валентная зона отделена от зоны проводимости сравнительно узкой запрещенной зоной. Своим названием они обязаны тому, что их проводимость меньше проводимости металлов и больше проводимости диэлектриков.

К полупроводникам принадлежат 12 химических элементов в средней части таблицы Менделеева -- В, С, Ge, Sn, Р, Те, Se, I, Sb, As, S, Si, соединения элементов третьей группы с элементами пятой группы, многие оксиды и сульфиды металлов, ряд других химических соединений, некоторые органические вещества. Наибольшее применение для науки и техники имеют германий Ge и кремний Si.

Полупроводники могут быть чистыми и с примесями. Соответственно различают собственную и примесную проводимость полупроводников. Примеси в свою очередь делят на донорные и акцепторные.

Электрический ток в полупроводниках создается упорядоченным движением электронов и дырок в двух противоположных направлениях, что будет рассмотрено ниже.

## 1.2 Собственная проводимость полупроводников

Собственными полупроводниками являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной проводимостью. Примером собственных полупроводников могут служить химически чистые Ge, Se, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др.

При 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики. При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны I могут быть перебросены на нижние уровни зоны проводимости II (рис. 2).

При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Таким образом, зона II из-за ее частичного «укомплектования» электронами становится зоной проводимости. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная электронами, называется электронной проводимостью или проводимостью n-типа (рис. 2) (от лат. negative -- отрицательный).

В результате тепловых забросов электронов из зоны I в зону II в валентной зоне возникают вакантные состояния, получившие название дырок. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона место -- дырку -- может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон, и т.д. Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электрона, так, как если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду

электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная квазичастицами -- дырками, называется дырочной проводимостью или проводимостью р-типа (от лат. positive -- положительный).

Таким образом, в собственных полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, так как последние соответствуют электронам, возбужденным в зоне проводимости. Следовательно, если концентрации электронов проводимости и дырок обозначить соответственно  $n$  и  $p$ , то

Проводимость полупроводников всегда является возбужденной, т. е. появляется только под действием внешних факторов (температуры, облучения, сильных электрических полей и т.д.).

В собственном полупроводнике уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны (рис. 3). Действительно, для переброса электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний уровень зоны проводимости затрачивается энергия активации, равная ширине запрещенной зоны  $E_g$ . При появлении же электрона в зоне проводимости в валентной зоне обязательно возникает дырка. Следовательно, энергия, затраченная на образование пары носителей тока, должна делиться на две равные части.

Так как энергия, соответствующая половине (рис. 3) ширины запрещенной зоны, идет на переброс электрона и такая же энергия затрачивается на образование дырки, то начало отсчета для каждого из этих процессов должно находиться в середине запрещенной зоны. Энергия Ферми в собственном полупроводнике представляет собой энергию, от которой происходит возбуждение электронов и дырок.

Так как для собственных полупроводников  $E_g \gg kT$ , то распределение Ферми -- Дирака переходит в распределение Максвелла -- Больцмана. Положив в формулу (1) количество электронов, переброшенных в зону проводимости, а следовательно, и количество образовавшихся дырок пропорциональны. Таким образом, удельная проводимость собственных полупроводников

где  $\sigma_0$  -- постоянная, характерная для данного полупроводника.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость уменьшается). С точки зрения зонной теории это обстоятельство объяснить довольно просто: с повышением температуры растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в проводимости. Поэтому удельная проводимость собственных полупроводников с повышением температуры растет.

Если представить зависимость  $\sigma$  от  $T$ , то для собственных полупроводников -- это прямая (рис. 4), по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны  $E_g$  а по ее продолжению -- (прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный  $\sigma_0$ ).

Одним из наиболее широко распространенных полупроводниковых элементов является германий, имеющий решетку типа алмаза, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими (рис. 4) соседями. Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле Ge дана на рисунке 5, где каждая

черточка обозначает связь, осуществляемую одним электроном. В идеальном кристалле при  $T = 0$  К такая структура представляет собой диэлектрик, так как все валентные электроны участвуют в образовании связей и, следовательно не участвуют в проводимости.

При повышении температуры (или под действием других внешних факторов) тепловые колебания решетки могут привести к разрыву некоторых валентных связей, в результате чего часть электронов отщепляется и они становятся свободными.

В покинутом электроном месте возникает дырка (она изображена белым (рис. 5) кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате дырка, так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Движение электронов проводимости и дырок в отсутствие электрического поля является хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, дырки -- по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной как электронами, так и дырками.

В полупроводниках наряду с процессом генерации электронов и дырок идет процесс рекомбинации; электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой, согласно выражению

### 1.3 Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется примесной проводимостью, а сами полупроводники -- примесными полупроводниками. Примесная проводимость обусловлена примесями (атомы посторонних элементов), а также дефектами типа избыточных атомов (по сравнению со стехиометрическим составом), тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и механическими (трещины, дислокации и т. д.) дефектами. Наличие в полупроводнике примеси существенно изменяет его проводимость. Например, при введении в кремний примерно 0,001 ат. % бора его проводимость увеличивается примерно в 10 раз. Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si в которые вводятся атомы с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия пятивалентным атомом мышьяка As (рис. 6, а) один электрон не может образовать ковалентной связи, он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отщеплен от атома, т. е. стать свободным. Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи; следовательно, в отличие от случая, рассмотренного в § 2, дырка не возникает. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

С точки зрения зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом (рис. 6, б). Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня  $D$  валентных электронов мышьяка, называемого примесным уровнем. В случае германия с (рис. 6) примесью мышьяка этот уровень располагается от дна зоны проводимости на расстоянии  $\varphi E = 0,013$  эВ. Так как  $\varphi E < kT$ , то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны примесного уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, носителями тока являются электроны; возникает электронная примесная проводимость (проводимость  $n$ -типа). Полупроводники с такой проводимостью называются электронными (или полупроводниками  $n$ -типа). Примеси, являющиеся источником электронов, называются донорами, а энергетические уровни этих примесей -- донорными уровнями.

Предположим, что в решетку кремния Si введен примесный атом с тремя валентными электронами, например бор В (рис. 7, а).

Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, одна из связей остается неупакованной и четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка. Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т.е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния как свободные положительные заряды. Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и по решетке перемещаться не может.

По зонной теории, введение (рис. 7) трехвалентной примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня  $A$ , не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на расстоянии  $\varphi E = 0,08$  эВ (рис. 7, б). Близость этих уровней к валентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т.е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, носителями тока являются дырки; возникает дырочная проводимость (проводимость  $p$ -типа). Полупроводники с такой проводимостью называются дырочными (или полупроводниками  $p$ -типа). Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются акцепторами, а энергетические уровни этих примесей -- акцепторными уровнями.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами -- в случае донорной примеси, дырками -- в случае акцепторной. Эти носители тока называются основными. Кроме основных носителей в полупроводнике имеются и неосновные носители: в полупроводниках n-типа -- дырки, в полупроводниках p-типа -- электроны. Наличие примесных уровней в полупроводниках существенно изменяет положение уровня Ферми  $E$ . Расчеты показывают, что в случае полупроводников n-типа уровень Ферми  $E$  при  $T = 0$  К расположен посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем (рис. 8).

(рис. 8)

(рис. 9)

(рис. 10)

С повышением температуры все большее число электронов переходит из донорных состояний в зону проводимости, но, помимо этого, возрастает и число тепловых флуктуаций, способных возбуждать электроны из валентной зоны и перебрасывать их через запрещенную зону энергии. Поэтому при высоких температурах уровень Ферми имеет тенденцию смещаться вниз (сплошная кривая) к своему предельному положению в центре запрещенной зоны, характерному для собственного полупроводника.

Уровень Ферми в полупроводниках p-типа при  $T=0$  К  $E$  располагается посередине между потолком валентной зоны и акцепторным уровнем (рис. 9). Сплошная кривая опять-таки показывает его смещение с температурой. При температурах, при которых примесные атомы оказываются полностью истощенными и увеличение концентрации носителей происходит за счет возбуждения собственных носителей, уровень Ферми располагается посередине запрещенной зоны, как в собственном полупроводнике.

Проводимость примесного полупроводника, как и проводимость любого проводника, определяется концентрацией носителей и их подвижностью. С изменением температуры подвижность носителей меняется по сравнительно слабому степенному закону, а концентрация носителей -- по очень сильному экспоненциальному закону, поэтому проводимость примесных полупроводников от температуры определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей тока в нем. На рисунке 10 дан примерный график зависимости от для примесных полупроводников. Участок АВ описывает примесную проводимость полупроводника. Рост примесной проводимости полупроводника с увеличением температуры обусловлен в основном повышением концентрации примесных носителей. Участок ВС соответствует области истощения примесей (это подтверждают и эксперименты), участок CD описывает собственную проводимость полупроводника.

Глава 2. Полупроводниковые приборы и их применение

## 1.2 Диод

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет



электронную, а другой -- дырочную проводимость, называется электронно-дырочным переходом (или  $p$ - $n$ -переходом). Эти переходы имеют большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов.  $p$ - $n$ -Переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей обработке кристаллов. Например, на кристалл германия  $n$ -типа накладывается индиевая «таблетка» (рис. 11, а). Эта система нагревается примерно при 500 °С в вакууме или в атмосфере инертного газа; атомы индия диффундируют на некоторую глубину в германий. Затем расплав медленно охлаждают. Так как германий (Ge), содержащий индий (In), обладает дырочной проводимостью, то на границе закристаллизовавшегося расплава и германия  $n$ -типа образуется  $p$ - $n$ -переход (рис. 11, б).

(рис. 11)

Рассмотрим физические процессы, происходящие в  $p$ - $n$ -переходе (рис. 12). Пусть донорный полупроводник (работа выхода --  $A$ , уровень Ферми --  $E$ ) приводится в контакт (рис. 12, б) с акцепторным полупроводником (работа выхода --  $A$ , уровень Ферми --  $E$ ). Электроны из  $n$ -полупроводника, где их концентрация выше, будут диффундировать в  $p$ -полупроводник, где их концентрация ниже. Диффузия же дырок происходит в обратном направлении -- в направлении  $p > n$ .

В  $n$ -полупроводнике из-за ухода электронов вблизи границы остается нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионизированных донорных атомов. В  $p$ -полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизированных акцепторов (рис. 12, а). Эти объемные заряды образуют у границы двойной электрический слой, поле которого, направленное от  $n$ -области к  $p$ -области, препятствует дальнейшему переходу электронов в направлении  $n > p$  и дырок в направлении  $p > n$ . Если концентрация доноров и акцепторов в полупроводниках  $n$ - и  $p$ -типа одинаковы, то толщины слоев  $d$  и  $d$  (рис. 12, в), в которых локализуются неподвижные заряды, равны ( $d=d$ ).

При определенной толщине  $p$ - $n$ -перехода наступает равновесное состояние, характеризующееся выравниванием уровней Ферми для обоих полупроводников (рис. 12, в). В области  $p$ - $n$ -перехода энергетические зоны искривляются, в результате чего возникают потенциальные барьеры, как для электронов, так и для дырок. Высота потенциального барьера еще определяется первоначальной разностью положений уровня Ферми в обоих полупроводниках. Все энергетические уровни акцепторного полупроводника подняты относительно уровней донорного полупроводника на высоту, равную еще, причем подъем происходит на толщине двойного слоя  $d$ . (рис. 12) Толщина  $d$  слоя  $p$ - $n$ -перехода в полупроводниках составляет примерно 10-- 10 м, а контактная разность потенциалов -- десятые доли вольт. Носители тока способны преодолеть такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов, т. е. при обычных температурах равновесный контактный слой является запирающим (характеризуется повышенным сопротивлением).

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если приложенное к р-n-переходу внешнее электрическое поле направлено от n-полупроводника к р-полупроводнику (рис. 13, а), т. е. совпадает с полем контактного слоя, то оно вызывает движение электронов в n-полупроводнике и дырок в р-полупроводнике от границы р-n-перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Направление внешнего поля, расширяющего запирающий слой, называется запирающим (обратным). В этом направлении электрический ток через р-n-переход практически не проходит. Ток в запирающем слое в запирающем направлении образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в р-полупроводнике и дырок в n-полупроводнике).

Если приложенное к р-n-переходу внешнее электрическое поле направлено противоположно полю контактного слоя (рис. 13, б), то оно вызывает движение электронов в n-полупроводнике и дырок в р-полупроводнике к границе р-n-перехода навстречу друг другу.

В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, в этом направлении электрический ток проходит сквозь р-n-переход в направлении от р-полупроводника к n-полупроводнику; оно называется пропускным (прямым).

Таким образом, р-n-переход (подобно на контакте металл -- полупроводник) обладает (рис. 13) односторонней (вентильной) проводимостью.

На рисунке 14 представлена вольт-амперная характеристика р-n-перехода. Как уже указывалось, при пропускном (прямом) напряжении внешнее электрическое поле способствует движению основных носителей тока к границе р-n-перехода (см. рис. 13, б). В результате толщина контактного слоя уменьшается. Соответственно уменьшается и сопротивление перехода (тем сильнее, чем больше напряжение), а сила тока становится большой (правая ветвь на рис. 14). Это направление тока называется прямым.

При запирающем (обратном) напряжении внешнее электрическое поле препятствует движению основных носителей тока к границе р-n-перехода (см. рис. 13, а) и способствует движению неосновных носителей тока, концентрация (рис. 14) которых в полупроводниках невелика. Это приводит к увеличению толщины контактного слоя, обедненного основными носителями тока. Соответственно увеличивается и сопротивление перехода. Поэтому в данном случае через р-n-переход протекает только небольшой ток (он называется обратным), полностью обусловленный неосновными носителями тока (левая ветвь рис. 14). Быстрое возрастание этого тока означает пробой контактного слоя и его разрушение. При включении в цепь переменного тока р-n-переходы действуют как выпрямители. На этом принципе односторонней проводимости контактов двух полупроводников основана работа приборов для выпрямления и преобразования переменных токов. Полупроводниковые диоды изготавливают из германия, кремния, селена и других веществ.

р-n-Переход не удается получить путем механического соединения двух

полупроводников с различными типами проводимости, так как при этом получается слишком большой зазор между полупроводниками. Толщина же  $p-n$  перехода не должна превышать межатомные расстояния. Поэтому в одну из поверхностей германиевого образца вплавляют индий.

Вследствие диффузии атомов индия в глубь монокристалла германия у поверхности германия образуется область с проводимостью  $p$ -типа. Остальная часть образца германия, в которую атомы индия не проникли, попрежнему имеет проводимость  $n$ -типа. Между двумя областями с проводимостями разных типов и возникает  $p$ - $n$ -переход (рис. 15, а). В полупроводниковом диоде (рис. 15) германий служит катодом, а индий — анодом.

Для предотвращения вредных воздействий воздуха и света кристалл германия помещают в герметический металлический корпус. Схематическое изображение диода приведено на рисунке 15, б. Полупроводниковые диоды являются основными элементами выпрямителей переменного тока. При включении диода в цепь переменного тока (рис. 16, а) ток на нагрузочном сопротивлении  $R$  будет практически постоянным по направлению. На протяжении половины периода, когда потенциал полупроводника  $p$ -типа положителен, ток свободно проходит через  $p-n$  переход. В следующую половину периода ток практически равен нулю (рис. 16, б).

(рис. 16)

Можно осуществить и двухполупериодное выпрямление переменного тока (рис. 16, в, г). Полупроводниковые выпрямители надежны и долговечны, имеют высокую механическую прочность и КПД, но зато могут работать лишь в ограниченном интервале температур (от 203 до 398 К).

Полупроводниковые выпрямители при тех же значениях выпрямленного тока более миниатюрны, чем электронные лампы. Вследствие этого радиоустройства, собранные на полупроводниках, компактнее.

Отмеченные преимущества полупроводниковых элементов особенно существенны при использовании их в искусственных спутниках Земли, космических кораблях, электронно-вычислительных машинах.

## 2.2 Фотодиод

Полупроводниковый фотодиод -- это полупроводниковый диод, обратный ток которого зависит от освещенности.

Обычно в качестве фотодиодов используют полупроводниковые диоды с  $p$ - $n$ -переходом, смещенным в обратном направлении внешним источником питания. При поглощении квантов света в  $p$ - $n$ -переходе или в прилегающих к нему областях кристалла полупроводника образуются новые носители заряда (пары электрон-дырка).

(рис. 17)

(рис. 18)

Неосновные носители, возникшие в прилегающих к  $p$ - $n$ -переходу областях на расстоянии, не превышающем диффузионной длины, диффундируют к  $p$ - $n$ -переходу и проходят через него под действием электрического поля или, с точки зрения энергетической диаграммы, скатываются с потенциального барьера (рис. 17).

Поэтому обратный ток через фотодиод возрастает при освещении. К аналогичному результату приводит поглощение квантов света непосредственно в р-n-переходе. В результате при освещении фотодиода обратный ток через него возрастает на величину, называемую фототоком (рис. 18).

В рабочем диапазоне обратных напряжений при освещении фотодиода обратные токи практически не зависят от приложенного напряжения, хотя обратная ветвь вольт-амперной характеристики фотодиода в затемненном состоянии может не иметь участка насыщения тока.

В конструкции фотодиода, естественно, должна быть предусмотрена необходимость освещения кристалла полупроводника с одновременной защитой этого кристалла от других внешних воздействий (рис. 19).

Световая характеристика фотодиода, т. е. зависимость фототока от освещенности, соответствует прямой пропорциональности фототока от освещенности. Связано это с тем, что толщина базы фотодиода значительно меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. Поэтому практически все неосновные носители, возникшие в базе в результате световой генерации, доходят до р-n-перехода и принимают участие в образовании фототока. Во всяком случае потери неосновных носителей заряда в базе и на поверхности базы практически не зависят от освещенности, так исходный полупроводник содержит малое количество неконтролируемых примесей, которые могли бы выполнять роль рекомбинационных ловушек и ловушек захвата.

Рис. 19. Конструкция фотодиода в металлическом корпусе:

- 1?кристалл полупроводника с р-n-переходом;
- 2?кристаллодержатель;
- 3?корпус;
- 4?внутренний вывод;
- 5?коваровая трубка;
- 6?стеклянный проходной изолятор;
- 7?ножка корпуса;
- 8?кольцо припоя;
- 9?стеклянная линза.

Следствием линейности световой характеристики фотодиода является независимость интегральной чувствительности фотодиода от приложенного обратного напряжения. Поэтому одним из основных параметров фотодиода является не удельная интегральная чувствительность, а просто интегральная чувствительность:

Другой особенностью фотодиодов и важным преимуществом их по сравнению с фоторезисторами является малая инерционность. Вообще на инерционность фотодиодов могут влиять три физических фактора: время диффузии или дрейфа неравновесных носителей заряда через базу ; время их пролета через р-n-переход ; время перезаряда барьерной емкости р-n-перехода, характеризующееся постоянной времени .

В сплавных германиевых фотодиодах толщина базы составляет 20...30 мкм и 50 пс. Время пролета носителей через p-n-переход

где -- толщина p-n-перехода; -- максимальная скорость дрейфа носителей заряда.

В германии и кремнии см/с, толщина p-n-перехода, зависящая от обратного напряжения и концентрации примесей в базе, обычно меньше 5 мкм. Следовательно, время пролета носителей через p-n-переход 0,1 нс.

Постоянная времени фотодиода определяется барьерной емкостью p-n-перехода, зависящей от напряжения, и сопротивлением базы фотодиода при малом сопротивлении нагрузки во внешней цепи. Сопротивление базы у фотодиодов значительно больше, чем у других диодов, так как невыпрямляющий контакт к базе фотодиода расположен по краям базы, а не по всей поверхности (рис. 19). Поэтому уменьшение толщины базы может привести не к уменьшению, а к увеличению сопротивления базы. Постоянная времени фотодиодов получается порядка наносекунд.

Таким образом, инерционность сплавных фотодиодов определяется временем диффузии носителей заряда через базу. В диффузионных фотодиодах, создавая ускоряющее электрическое поле в базе из-за неравномерного распределения примесей, можно понизить время пролета носителей через базу до нескольких наносекунд. В таких фотодиодах все три фактора оказывают приблизительно одинаковое влияние на инерционность.

Спектральная характеристика фотодиодов также определяется со стороны больших длин волн шириной запрещенной зоны исходного полупроводникового материала, при малых длинах волн -- большим показателем поглощения и увеличением влияния поверхностной рекомбинации носителей заряда с уменьшением длины волны квантов света. Таким образом, коротковолновая граница фоточувствительности фотодиода зависит от толщины базы и от скорости поверхностной рекомбинации. Уменьшая эти величины, можно существенно сдвигать коротковолновую границу фоточувствительности фотодиодов в сторону меньших длин волн.

Положение максимума на спектральной характеристике фотодиода сильно зависит от степени роста коэффициента поглощения в данном полупроводнике. При резком увеличении коэффициента поглощения с уменьшением длины волны падающего света, например в германии, положение максимума определяется шириной запрещенной зоны (1,55 мкм) и практически не зависит от толщины базы.

Если зависимость коэффициента поглощения от длины волны слабая, как, например, в кремнии, то эффект уменьшения проникновения квантов света в глубь полупроводника и увеличения роли поверхностной рекомбинации будет сказываться слабее с уменьшением длины волны. Поэтому максимум спектральной характеристики может смещаться при изменении толщины базы и скорости поверхностной рекомбинации. Так, максимум спектральной характеристики кремниевых фотодиодов можно смещать в диапазоне от 0,6 до 1 мкм путем изменения их конструкции и технологии изготовления.

### 2.3 Транзистор

Свойство односторонней проводимости  $n$ - $p$  перехода в полупроводниках может быть использовано для усиления и генерации электрических колебаний, для чего применяются полупроводниковые триоды или транзисторы.

Для изготовления транзистора из монокристалла германия с электронной проводимостью в него с двух противоположных сторон вводится примесь атомов индия.

Две области монокристалла германия с примесью индия становятся полупроводниками с дырочной проводимостью, а на границе соприкосновения их с основным кристаллом возникают два  $n$ - $p$  перехода.

Средняя область кристалла называется базой транзистора, а две крайние области кристалла, обладающие проводимостью противоположного Эмиттер База Коллектор базе типа, называются коллектором и (рис. 20) эмиттером, это показано на рисунке 20.

Транзисторы, в которых эмиттер и коллектор обладают дырочной проводимостью, а база -- электронной, называются транзисторами  $p$ - $n$ - $p$  перехода.

Транзисторы  $p$ - $n$ - $p$  перехода имеют аналогичное устройство, только материал базы в них обладает дырочной проводимостью, а коллектор и эмиттер -- электронной.

(рис. 21)

Условное обозначение транзистора на схемах представлено на рисунке 21, а, б.

Таким образом, в транзисторе появляются два  $n$ - $p$  перехода, прямые направления, которых противоположны. Три вывода от областей с различными типами проводимости позволяют включить его в цепь, схема которой изображена на рисунке 22. В соответствии с технологией производства концентрация атомов примеси (а значит, и концентрация основных носителей тока) у эмиттера и коллектора должна быть различной.

Область с самой высокой концентрацией носителей тока (в нашем случае дырок) называется эмиттером, область с меньшей концентрацией носителей тока (тоже дырок в нашем случае) -- коллектором -- средняя часть (с проводимостью  $n$ -типа) -- базой. Толщина базы составляет  $10$ – $50$  мкм, а концентрация носителей тока в базе во много раз меньше, чем в коллекторе.

При данном включении левый  $p$ - $n$  переход является прямым и отделяет базу от области с проводимостью  $p$ -типа, называемой эмиттером. Если бы не было правого  $n$ - $p$  перехода, в цепи "эмиттер -- база" существовал бы ток, зависящий от напряжения источников (батареи  $B$  и источника тока переменного напряжения) и сопротивления цепи, включая малое сопротивление прямого перехода "эмиттер -- база".

(рис. 22)

Батарея  $B$  включена так, что правый  $p$ - $n$  переход в схеме (рис. 22) является обратным. Он отделяет базу от правой области с проводимостью  $p$ -типа, называемой коллектором. Если бы не было левого  $p$ - $n$  перехода, сила тока в цепи коллектора была бы близка к нулю, так как сопротивление обратного перехода очень велико. При существовании же тока в левом  $p$ - $n$  переходе появляется ток и в цепи коллектора, причем сила тока в коллекторе лишь немного меньше силы тока в

эмиттере. Это можно объяснить тем, что при создании напряжения между эмиттером и базой основные носители полупроводника р-типа ? дырки ? проникают в базу, где они являются уже неосновными носителями. Поскольку толщина базы очень мала и число основных носителей (электронов) в ней не велико, попавшие в нее дырки почти не рекомбинируют с электронами базы и проникают в коллектор за счет диффузии. Правый р-n-переход закрыт для основных носителей заряда базы ? электронов, но не для дырок. В коллекторе дырки увлекаются электрическим полем и замыкают цепь. Сила тока, ответвляющегося в цепь эмиттера из базы, очень мала, так как площадь сечения базы в горизонтальной (по рис. 22) плоскости много меньше площади сечения в вертикальной плоскости.

Сила тока в коллекторе, практически равная силе тока в эмиттере, изменяется вместе с током в эмиттере. Сопротивление резистора  $R$  мало влияет на ток в цепи коллектора, и это сопротивление можно сделать достаточно большим. Управляя током эмиттера с помощью источника тока переменного напряжения, включенного в его цепь, мы получим синхронное изменение напряжения на резисторе  $R$ . При большом сопротивлении резистора изменение напряжения на нем может в десятки тысяч раз превышать изменение напряжения сигнала в цепи эмиттера. Это означает усиление напряжения. Одновременно и мощность, выделяющаяся на нагрузке  $R$ , будет значительно превышать мощность, расходуемую в цепи эмиттера. Происходит усиление мощности. Транзисторы получили широкое применение в технике.

#### 2.4 Термистор

Полупроводниковый терморезистор -- это резистор, в котором используется зависимость электрического сопротивления полупроводника от температуры.

Термистор -- это полупроводниковый терморезистор с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

Различают термисторы прямого и косвенного подогрева. В термисторах прямого подогрева сопротивление изменяется или под влиянием теплоты, выделяющейся в них при прохождении электрического тока, или в результате изменения температуры термистора из-за изменения его теплового облучения (например, при изменении температуры окружающей среды).

Уменьшение сопротивления полупроводника с увеличением температуры (отрицательный температурный коэффициент сопротивления) может быть вызвано разными причинами -- увеличением концентрации носителей заряда, увеличением интенсивности обмена электронами между ионами с переменной валентностью или фазовыми превращениями полупроводникового материала.

1. Первое явление характерно для термисторов, изготовленных из монокристаллов ковалентных полупроводников (кремний, германий, карбид кремния, соединения типа  $SiC$  и др.). Такие полупроводники обладают отрицательным температурным коэффициентом сопротивления в диапазоне температур, соответствующих примесной электропроводности, когда не все примеси ионизированы, а также в диапазоне температур собственной электропроводности, когда концентрация носителей изменяется из-за ионизации собственных атомов полупроводника. И в

том и в другом случае зависимость сопротивления полупроводника определяется в основном изменением концентрации носителей заряда, так как температурные изменения подвижности при этом пренебрежимо малы.

В этих диапазонах температур зависимость сопротивления полупроводника от температуры соответствует уравнению

,  
где  $B$  -- коэффициент температурной чувствительности; -- коэффициент, зависящий от материала и размеров термистора. При неполной ионизации примесей и отсутствии компенсации

,  
где -- энергия ионизации примесей (доноров или акцепторов).

Для скомпенсированного полупроводника при неполной ионизации примесей

.  
При собственной проводимости

,  
где -- ширина запрещенной зоны полупроводника.

2. Основная часть термисторов, выпускаемых промышленностью, изготовлена из оксидных полупроводников -- оксидов металлов переходной группы таблицы Д. И. Менделеева (от титана до цинка). Такие термисторы в форме стержней, трубок, дисков или пластинок получают методом керамической технологии, т. е. путем обжига заготовок при высокой температуре.

Электропроводность оксидных полупроводников с преобладающей ионной связью отличается от электропроводности ковалентных полупроводников. Для металлов переходной группы характерны наличие незаполненных электронных оболочек и переменная валентность. В результате при образовании оксида в определенных условиях (наличие примесей, отклонение от стехиометрии) в одинаковых кристаллографических положениях оказываются ионы с разными зарядами.

Электропроводность таких материалов связана с обменом электронами между соседними ионами. Энергия, необходимая для такого обмена, экспоненциально уменьшается с увеличением температуры. В результате изменения интенсивности обмена электронами между ионами температурная зависимость сопротивления термистора из оксидного полупроводника имеет такой же характер, как и у термисторов из ковалентных полупроводников (рис. 23), но коэффициент температурной чувствительности в этом случае отражает изменение интенсивности обмена электронами между ионами, а не изменение концентрации носителей заряда.

рис.23. Температурная зависимость одного из термисторов

3. В оксидах ванадия и при температуре фазовых превращений (68 и --110 °С) наблюдается уменьшение удельного сопротивления на несколько порядков. Это явление также может быть использовано для создания термисторов с большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления в диапазоне температур, соответствующих фазовому превращению.

Термисторы прямого подогрева имеют следующие характеристики и параметры:

Температурная характеристика термистора -- это зависимость его сопротивления от



температуры. Пример температурной характеристики одного из термисторов приведен на рис. 23.

Номинальное сопротивление термистора -- это его сопротивление при определенной температуре (обычно 20°C). Термисторы изготавливают с допустимым отклонением от номинального сопротивления  $\pm 20, 10$  и 5%. Номинальные сопротивления различных типов термисторов имеют значения от нескольких ом до нескольких сотен килоом. Коэффициент температурной чувствительности  $B$  -- это коэффициент в показателе экспоненты температурной характеристики термистора. Значение этого коэффициента, зависящее от свойств материала термистора, практически постоянно для данного термистора в рабочем диапазоне температур и для различных типов термисторов находится в пределах от 700 до 15 000 К. Коэффициент температурной чувствительности может быть найден экспериментально путем измерения сопротивлений термистора при температурах и по формуле

Температурный коэффициент сопротивления термистора -- это величина, определяемая отношением относительного изменения сопротивления термистора к изменению его температуры:

Температурный коэффициент сопротивления зависит от температуры, поэтому его необходимо записывать с индексом, указывающим температуру, при которой имеет место данное значение. Зависимость температурного коэффициента сопротивления от температуры можно получить, используя уравнения

и :

Значения температурного коэффициента сопротивления при комнатной температуре различных термисторов находятся в пределах  $(0,8...6,0)$ .

Коэффициент рассеяния термистора  $N$  численно равен мощности, рассеиваемой термистором при разности температур термистора и окружающей среды в 1 К, или, другими словами, численно равен мощности, которую надо выделить в термисторе, чтобы нагреть его на 1 К.

Статическая вольт-амперная характеристика термистора -- это зависимость падения напряжения на термисторе от проходящего через него тока в условиях теплового равновесия между термистором и окружающей средой.

На рисунке 24 показаны статические вольт-амперные характеристики термисторов (три типа статических вольт-амперных характеристик термисторов прямого подогрева (сплошные линии) и гиперболы равной мощности (штриховые линии). Линейность характеристик при малых токах и напряжениях объясняется тем, что выделяемая в термисторе мощность недостаточна для существенного изменения его температуры.

При увеличении тока, проходящего через термистор, выделяемая в нем мощность повышает его температуру. Таким образом, сопротивление термистора определяется суммарной температурой -- температурой окружающей среды и температурой перегрева (рис. 24) термистора. При этих токах сопротивление термистора уменьшается с увеличением тока и температуры в соответствии с , линейность

статической вольт-амперной характеристики нарушается. При дальнейшем увеличении тока и большой температурной чувствительности термистора может наблюдаться падающий участок статической вольт-амперной характеристики, т. е. уменьшение напряжения на термисторе с увеличением проходящего через него тока. Мощность, выделяющаяся в термисторе, непрерывно возрастает с увеличением проходящего через термистор тока, несмотря на уменьшение падающего на термисторе напряжения. В результате гиперболы равной мощности пересекают статическую вольт-амперную характеристику термистора только в одной точке (рис. 24).