

вить соответствующие члены, ответственные за сверхпроводящее состояние. Естественно предположить, что туннельные матричные элементы не меняются, когда металл становится сверхпроводником. Если, с другой стороны, мы бы предположили, что и P не меняется при переходе к сверхпроводнику, то могло бы показаться естественным рассматривать энергии возбуждения в сверхпроводнике как зонные энергии, а это привело бы к ошибочным результатам.

В дальнейшем мы увидим, что при рассмотрении p — n -перехода в п. 2 настоящего параграфа, а также туннелирования в сверхпроводниках подход, использующий туннельный матричный элемент, оказывается очень удобным.

§ 3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СИСТЕМЫ

Теперь мы рассмотрим макроскопически неоднородные системы, которые употребляются в полупроводниковых приборах. Здесь мы не пойдем слишком далеко, а лишь ровно настолько, насколько это необходимо, чтобы увидеть тот метод, с помощью которого можно решать эти проблемы ¹⁾.

1. p — n -переход

Обсуждая однородные полупроводники, мы видели, что вероятность заполнения любого состояния задается функцией распределения Ферми

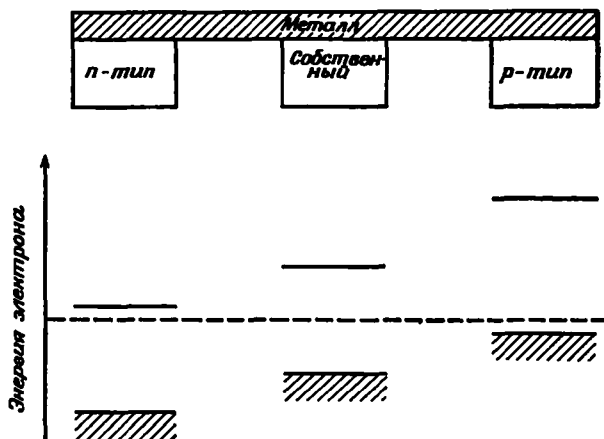
$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-\xi)/kT} + 1}.$$

Значение энергии Ферми ξ выбирается таким образом, чтобы получалось правильное полное число электронов. В собственном полупроводнике необходимо, чтобы энергия Ферми лежала вблизи середины запрещенной зоны. В полупроводнике n -типа энергия Ферми лежит много ближе к краю зоны проводимости, в результате чего число электронов намного превосходит число дырок. Аналогично в полупроводнике p -типа энергия Ферми лежит очень близко к краю валентной зоны.

Рассмотрим три полупроводника: один — n -типа, другой — собственный и третий — p -типа. Пусть все они соединены электрически с некоторым внешним источником электронов. Это показано на фиг. 77. В такой системе опять имеется единая энергия Ферми, определяющая заполнение состояний (поскольку

¹⁾ С большими деталями читатель может познакомиться в книгах [9, 10]. (См. также [44, 45]. — Прим. перев.)

для системы в равновесии энергия Ферми должна быть одна и та же). Поэтому, если мы хотим изобразить энергетические уровни в разных полупроводниках на одной фигуре, как это сделано на



Ф и г. 77. Диаграмма электронных состояний в трех связанных полупроводниках с единой энергией Ферми ξ .

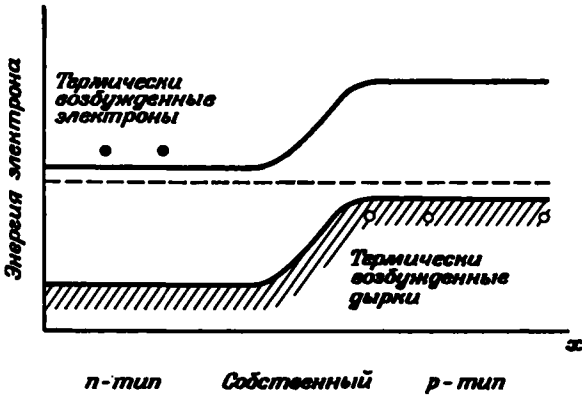
Каждая из диаграмм аналогична диаграмме на фиг. 59; зонные состояния представлены горизонтальными линиями на графике зависимости энергии от расстояния. Линия с косой штриховкой под ней отвечает краю валентной зоны, большинство состояний которой заполнено; верхняя линия соответствует краю зоны проводимости.

фиг. 77, мы должны сделать это так, чтобы все полупроводники имели единую энергию Ферми.

Если привести теперь эти три полупроводника в прямой контакт, диаграмма останется справедливой в областях, достаточно удаленных от переходов, а между ними естественно нарисовать плавный переход. Таким образом, энергия Ферми останется постоянной вдоль системы и соответственно деформируются зоны. Это показано на фиг. 78. По оси ординат отложена энергия электрона, по оси абсцисс — координата. Построенная нами конфигурация называется *p-n-переходом*. Такой переход можно сделать в едином куске чистого полупроводника путем проведения диффузии доноров с одной его поверхности и акцепторов — с другой.

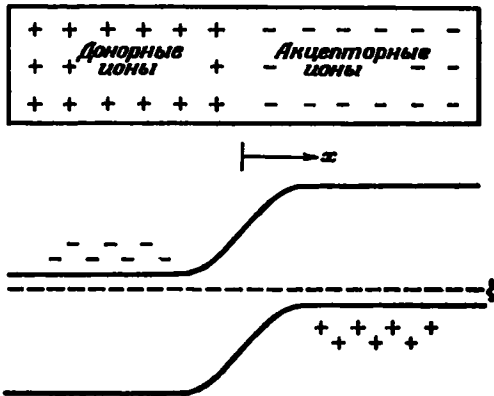
В любом месте *p-n*-перехода распределение электронов задается фермиевской функцией. Энергия Ферми опять фиксирована, а края зон меняются с координатой. Если мы проследим за дрейфом в области *n*-типа электрона с энергией, близкой ко дну зоны, в направлении перехода, то обнаружим, что, достигнув перехода, он отразится, поскольку не обладает энергией, достаточной, чтобы «вскарabкаться на холм» и войти в зону проводимости в области *p*-типа. С той же самой точки зрения можно рассматривать и туннельную систему, представленную на фиг. 76, где две проводящие обла-

сти разделены изолятором. Заштрихованные области представляют собой части зон проводимости металлов, занятые электронами, а линия в изолирующем слое (или вакууме) превращается в край



Ф и г. 78. Диаграмма зависимости энергии электрона от расстояния в $p - n$ -переходе.

Расположенная слева n -область отделена от p -области справа собственной областью полупроводника. Пунктирная линия — уровень Ферми ξ .



Ф и г. 79. Распределение ионов и носителей заряда в $p - n$ -переходе, приводящее к возникновению электростатического потенциала, деформирующего зоны.

Здесь предполагается, что ионы доноров распределены равномерно при $x < 0$, а ионы акцепторов — при $x > 0$.

зоны проводимости изолятора. В обычном $p - n$ -переходе область собственной проводимости настолько толстая, что туннельный ток пренебрежимо мал. В п. 2 данного параграфа мы рассмотрим такие переходы, в которых эта область достаточно тонка, чтобы возникал заметный туннельный ток.

Ясно, что энергетическая диаграмма на фиг. 78 согласуется с нашими предположениями о распределении поля. Если рассмотреть, к примеру, полупроводник с постоянной концентрацией акцепторов при $x > 0$ и доноров при $x < 0$, то можно построить диаграмму, представленную на фиг. 79. При обычных температурах доноры и акцепторы полностью ионизованы. В глубине области n -типа электронов должно быть ровно столько же, сколько и доноров. Отрицательный заряд первых в точности компенсируется положительным зарядом последних. Эта область нейтральна, и в ней нет электрического поля. Вблизи перехода, однако, где зоны изображены поднимающимися вверх, край зоны проводимости уходит далеко от энергии Ферми, концентрация электронов резко падает и имеющиеся там доноры оказываются нескомпенсированными. Возникает положительный заряд и электростатический потенциал для электронов возрастает, изгибаясь вверх, что и представлено перегибом на зонной схеме. Подобным же образом в начале p -области нескомпенсированными оказываются акцепторы и кривизна становится отрицательной, что и показано на фиг. 79. Глубоко в p -области, наконец, кристалл нейтрален и потенциал опять постоянен. Таким образом, указанная деформация зон возникает просто вследствие действия электростатического потенциала, наводимого нескомпенсированными донорами и акцепторами.

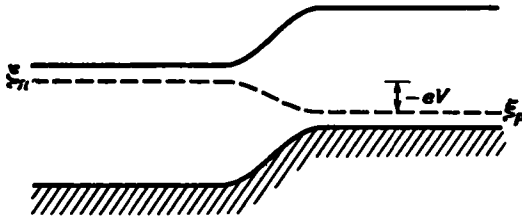
Энергия Ферми, которая равна свободной энергии электронов, всюду одна и та же. Это справедливо, конечно, только в отсутствие приложенного к системе напряжения. В этом случае не происходит перемещения электронов из одной части системы в другую. Лишь очень малое их число в области n -типа обладает энергией, достаточной, чтобы попасть в зону проводимости p -области. Тем не менее такие электроны есть, и их поток в точности компенсируется потоком, втекающим в n -область, обусловленным очень малым числом электронов, имеющихся у дна зоны проводимости области p -типа.

Предположим теперь, что к системе приложено напряжение. Напряжение, увеличивающее энергию электронов в области n -типа, называется *прямым*. Оно поднимает край зоны проводимости в n -области, уменьшая тем самым разницу в энергиях зоны проводимости по обе стороны от перехода. Изучаемый полупроводник представляет собой довольно хороший проводник в областях n - и p -типа и близок к изолятору в области барьера между ними. Поэтому приложенное напряжение просто изменяет тот изгиб зон, который обусловлен нескомпенсированным зарядом доноров и акцепторов. С приложенным к ней напряжением эта система перестает быть равновесной. Энергия Ферми теперь уже не постоянная. Мы можем представить ее «изогнутой», как это сделано на фиг. 80¹⁾.

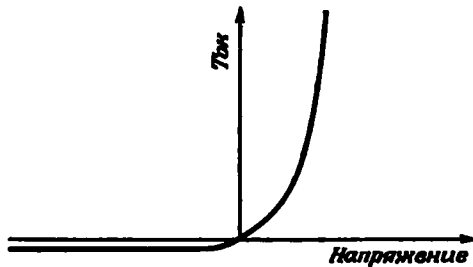
¹⁾ Это не вполне точно. Вблизи перехода нельзя говорить о единой энергии Ферми для электронов и дырок — уровень Ферми здесь «раздваивается». Подробнее об этом см. в книге [44]. — Прим. ред.

Разница энергий Ферми по обе стороны от перехода равна просто приложенному напряжению, умноженному на заряд электрона.

Теперь, когда минимум зоны проводимости в n -области поднялся вверх (или, что эквивалентно, опустился вниз в p -области), уже



Ф и г. 80. p — n -переход в присутствии прямого напряжения V , поднимающего уровень Ферми ξ_n в n -области над уровнем Ферми ξ_p в p -области.



Ф и г. 81. Зависимость тока p — n -перехода от напряжения.

Справа — прямое напряжение. При обратном напряжении через переход течет очень малый ток, что и отвечает выпрямляющему действию прибора.

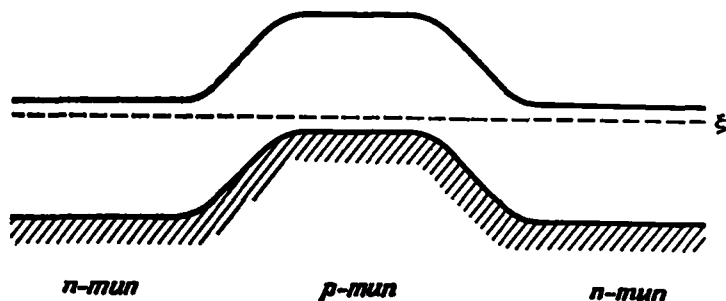
большее число электронов из n -области будет иметь энергию, достаточную, чтобы перейти в p -область. Число же электронов в p -области сохраняется неизменным, так что обратный поток остается прежним. Таким образом, при приложении прямого напряжения возникает ток. Аналогичным же образом можно рассмотреть и поведение дырок. В результате мы обнаружим, что прямое напряжение увеличивает поток дырок в n -область, повышая тем самым прямой ток. Текущий через переход ток может быть весьма значительным. Чем больше приложенное напряжение, тем большее число электронов дает вклад в ток. В конце концов, когда будет приложено напряжение, достаточное, чтобы сравнять края зон по обе стороны от перехода, ток окажется сравнимым с тем, который течет в однородном полупроводнике n -типа.

Рассмотрим теперь, к чему приводит *обратное* напряжение. В этом случае зона проводимости в полупроводнике p -типа поднимется относительно зоны в материале n -типа еще выше. Ток в прямом направлении уменьшается, в то время как в обратном остается

прежним. Сравнивая их, мы опять находим полный ток, текущий на сей раз в обратном направлении. Этот ток, однако, всегда чрезвычайно мал. Он ограничен очень малым током, соответствующим числу *электронов* в полупроводнике *p*-типа. Подобное же рассуждение для дырок показывает, что и дырочный поток в обратном направлении чрезвычайно мал.

Таким образом, мы видим, что *p — n*-переход работает как выпрямитель и именно в этом качестве он используется как полупроводниковый прибор. Его вольтамперная характеристика показана на фиг. 81.

Тот же подход позволяет нам понять и работу более сложных полупроводниковых приборов. Мы можем, например, изготовить



Ф и г. 82. Транзистор *n — p — n*-типа.

Ток между двумя *n*-областями можно модулировать, повышая или понижая потенциал области *p*-типа.

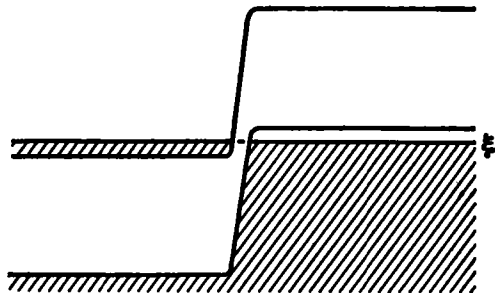
полупроводник таким образом, чтобы по обе стороны от материала *p*-типа располагались области *n*-типа (фиг. 82). Ток электронов между областями *n*-типа подавлен потенциальным барьером, обусловленным областью *p*-типа. Повышая или понижая потенциал области *p*-типа, можно увеличивать или уменьшать поток электронов между областями *n*-типа. Это во многом напоминает модуляцию тока между анодом и катодом вакуумной лампы за счет повышения и снижения потенциала на сетке. Такой прибор называется *n — p — n-транзистором*.

Все это лишь очень краткое введение в метод изготовления полупроводниковых приборов путем соответствующего легирования полупроводников. Оно, однако, должно послужить иллюстрацией главных идей, лежащих в основе работы таких приборов.

2. Туннельный диод

Увеличивая степень легирования *p — n*-перехода, мы можем получить прибор с совершенно иным поведением — *туннельный диод*. Если диффузия доноров и акцепторов с противоположных

поверхностей пластинки полупроводника такова, что их концентрация становится достаточно большой, то уровень Ферми оказывается лежащим выше дна зоны проводимости в материале n -типа и ниже края валентной зоны в материале p -типа. Таким образом, электронный и дырочный газ становится, так же как и в металле, вырожденным, но, конечно, с существенно меньшей концентрацией



Ф и г. 83. Туннельный диод.

При достаточно высокой степени легирования носители оказываются вырожденными и собственная область становится очень узкой. Тогда основным механизмом проводимости становится туннелирование. Заштрихованные области обозначают занятые состояния.

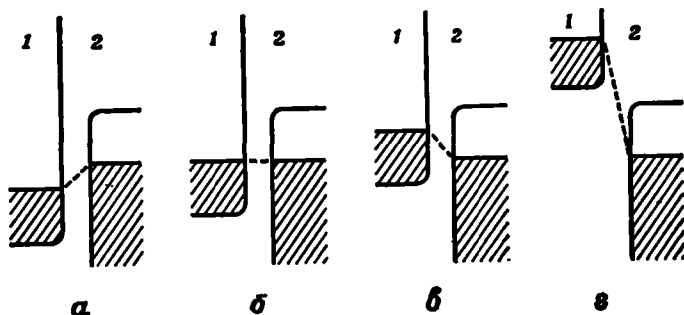
носителей. Увеличение степени легирования приводит не только к изменению концентрации носителей, но к существенному уменьшению толщины переходной области. Повышение концентрации доноров и акцепторов вызывает увеличение искривления зон и тем самым сужает эту область. Энергетическая диаграмма туннельного диода представлена на фиг. 83. Переходную область можно сделать настолько узкой, что при приложении напряжения значительное число электронов будет туннелировать через область барьера.

Вероятности перехода или туннельные матричные элементы в этом случае наиболее естественно вычислять в квазиклассическом приближении ВКБ. О нем упоминалось в п. 5 § 2. Предполагается, что края зоны проводимости и валентной зоны на длине волны электрона меняются очень медленно. Край зоны проводимости пересекает интересующие нас энергии слева, а край валентной зоны — справа. Вычисления вероятности перехода довольно сложны, и в конечном итоге они приводят к туннельному матричному элементу T , зависящему от энергии, а значит, и от приложенного напряжения. В нашем качественном рассмотрении туннельного диода эти зависимости, однако, можно игнорировать. Поэтому мы сосредоточим внимание на возможности самих переходов между состояниями областей 1 и 2, представленных на фиг. 84.

Вероятность туннельного перехода для данного состояния пропорциональна величине P_{12} , о которой шла речь в п. 5 § 2. Она пропорциональна также вероятности того, что состояние 1 занято, а состояние 2 свободно. Мы рассмотрим туннелирование при абсо-

лютом нуле температуры, когда вероятности заполнения равны либо нулю, либо единице и могут быть сразу же найдены из фиг. 84.

В отсутствие приложенного напряжения (фиг. 84, б) переходов нет, так как электрон из любого заполненного состояния слева



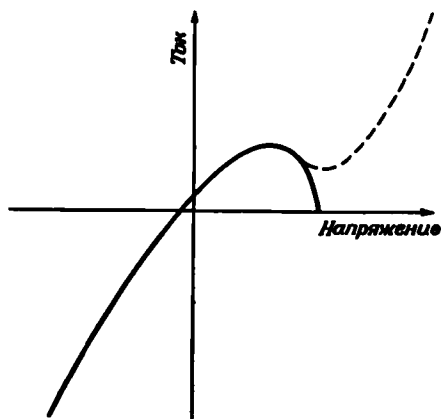
Ф и г. 84. Диаграмма, показывающая энергетические уровни туннельного диода при различных напряжениях.

а — обратное; б — без напряжения; в — прямое; г — большое прямое.

может перейти только в состояние с той же энергией справа, а все такие состояния заняты. По той же причине не происходят и переходы справа налево. (Можно бы и не учитывать принцип Паули. Тогда мы обнаружили бы, что переходы справа налево в точности компенсировались бы переходами слева направо.)

Когда приложено малое прямое напряжение (фиг. 84, в), небольшое число занятых уровней слева оказывается выше энергии Ферми справа. Каждый из них имеет вероятность туннелировать, равную P_{12} . Суммируя вклад всех этих электронов, получаем полный ток, пропорциональный малому приложенному напряжению. Если увеличить напряжение еще больше, то в конце концов наивысшие заполненные состояния слева окажутся выше максимума валентной зоны справа (фиг. 84, г) и туннелирование опять окажется невозможным, поскольку справа не будет уровней, на которые электроны слева могли бы перейти. Ток должен достигнуть максимума, а затем упасть до нуля, когда край зоны проводимости слева пройдет край валентной зоны в правой области. Если приложено обратное напряжение (фиг. 84, а), то возникнет обратный ток, который сначала будет опять пропорционален этому напряжению. Здесь, однако, увеличение напряжения вызовет неограниченное возрастание тока. Обратный ток не будет оставаться пропорциональным напряжению до бесконечности, что связано с изменением туннельного матричного элемента и плотности состояний. Получающаяся в результате вольтамперная характеристика схематически показана на фиг. 85. В действительности имеются и другие процессы, позволяющие электронам пройти через область туннелирования при достаточно боль-

ших приложенных напряжениях. В частности, электрон в процессе туннелирования может потерять энергию, передав ее решетке в виде решеточных колебаний. Такой процесс становится существенным



Ф и г. 85. Схематическое изображение вольтамперной характеристики туннельного диода.

Справа — прямое напряжение. Сплошную линию можно получить, рассматривая фиг. 84. Возникающие в действительности дополнительные процессы становятся существенными при больших прямых напряжениях и изменяют зависимость тока от поля так, как это показано пунктирной линией.

при больших прямых напряжениях и приводит к току, представленному на фиг. 85 пунктирной линией.

Наиболее важная с практической точки зрения особенность вольтамперной характеристики туннельного диода состоит в возникновении отрицательного наклона при прямых напряжениях. Этой области отвечает отрицательное динамическое сопротивление, и поэтому такие приборы могут использоваться в качестве усилителей и генераторов.

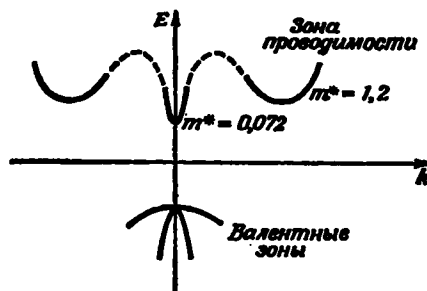
3. Эффект Ганна

Совсем недавно нашел важные применения и другой полупроводниковый прибор, основанный на отрицательном сопротивлении. В нем используется открытый Ганном [11] эффект, который мы вкратце опишем. Ганн обнаружил, что некоторые полупроводники типа A^3B^5 , такие, как арсенид галлия или антимонид индия, генерируют микроволновые колебания, если приложить к ним большое постоянное электрическое поле. Это явление открывает простой и непосредственный метод генерации.

Как теперь полагают, эффект обусловлен особенностями зонной структуры таких полупроводников, представленной на фиг. 86. Закон дисперсии вблизи минимума зоны проводимости имеет боль-

шую кривизну, соответствующую очень малой эффективной массе и высокой электропроводности. Кроме того, при больших энергиях имеются еще и локальные минимумы, которым отвечает намного большая эффективная масса.

Когда к такому полупроводнику приложено малое поле, мала и дрейфовая скорость электронов. Поэтому все электроны остаются



Ф и г. 86. Зонная структура GaAs [43].

При такой форме зоны проводимости может возникнуть эффект Ганна. Если электронный ток достаточно велик, электроны могут переходить во второй отвечающий большой массе минимум.

в окрестности минимума с малой массой и проводимость будет большой. Если, однако, увеличить поле, а значит, и дрейфовую скорость, станет возможным переход электронов в локальные минимумы. Такой переход возможен просто за счет непосредственного ускорения электрона, переводящего его через локальный максимум, разделяющий минимумы, но более вероятно, что переход происходит в результате рассеяния электронов, обладающих энергией, достаточной для того, чтобы оказаться в минимумах с большей массой. Таким образом, большое электрическое поле переводит электроны в состояния, которым соответствует низкая проводимость. Поэтому электрический ток с ростом поля может падать, подобно тому как это изображено на фиг. 85 для туннельного диода.

Такой механизм отрицательного сопротивления имеет существенное отличие от случая туннельного диода. Для последнего мы нашли, что отрицательным сопротивлением обладает очень узкий слой, отвечающий туннельному переходу. В эффекте же Ганна мы приходим к отрицательному сопротивлению *массивного* полупроводника. Если величина отрицательной проводимости очень мала, то микроволновые колебания, распространяясь через образец, должны усиливаться. Если же отрицательное сопротивление велико, как это имеет место в ганновском диоде, то кристалл можно разбить на бегущие по нему домены сильного и слабого поля и рассмотрение происходящих при этом явлений становится существенно более сложным ¹⁾.

¹⁾ См. [46, 47].— Прим. ред.