

а также определить предельную рабочую частоту диода. Однако изложение этих вопросов относится уже к теории полупроводниковых приборов и выходит за рамки этой книги. Отметим лишь, что в высокочастотных диодах площадь контакта следует делать по возможности малой и уменьшать сопротивление базы.

Напротив, в мощных выпрямителях переменного тока низкой частоты площадь $p-n$ -перехода должна быть большой для увеличения силы тока. Такие выпрямители должны еще выдерживать большие обратные напряжения без наступления явлений пробоя. Для этого оказывается выгодным увеличивать толщину переходного слоя (разумеется, до известного предела). Это реализуется, например, в структурах p -область — собственный полупроводник — n -область ($p-i-n$ -структуры). Для создания мощных выпрямителей широко применяют также более сложные системы, содержащие несколько $p-n$ -переходов.

§ 3. Туннельный эффект в $p-n$ -переходах. Туннельные диоды

Если в p - и n -областях $p-n$ -перехода увеличивать концентрацию мелких примесей, то при концентрациях электронов и, соответственно, дырок $\sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ возникают новые явления. А именно, начальная часть прямой ветви вольтамперной характеристики становится немонотонной и на ней возникает падающий участок (ток уменьшается при увеличении напряжения). В этой области напряжений дифференциальная проводимость перехода $\sigma_d = di/du$ отрицательна. Причина такой зависимости тока от напряжения заключается в том, что при увеличении концентрации носителей толщина потенциального барьера в $p-n$ -переходе уменьшается (ср. § VI.9) и при указанных концентрациях становится сравнимой с длиной волны де Бройля ($\sim 10^{-6} \text{ см}$ при комнатной температуре). Вместе с тем возрастает напряженность электрического поля в переходе. В результате становится заметной вероятность туннельных переходов электронов и дырок из одной зоны в другую (§ IV.6). Соответственно диоды с $p-n$ -переходами рассматриваемого типа называют *туннельными*.

Происходящие в них явления качественно поясняет рис. 8.4, на котором изображены энергетические диаграммы сильно легированного $p-n$ -перехода при различных напряжениях; p - и n -области вырождены, так что уровень Ферми в n -области $F_{(n)}$ лежит внутри зоны проводимости и удален от ее края на некоторую величину Δ_n , а уровень Ферми в p -области $F_{(p)}$ — внутри валентной зоны, ниже ее края на Δ_p (рис. 8.4, а). В отсутствие внешнего напряжения $F_{(n)} = F_{(p)}$ и результирующий ток равен нулю. При отрицательном внешнем напряжении (рис. 8.4, б, «+» на n -области) все энергии в n -области понижаются относительно p -области и электроны

из p -области туннелируют в n -область. Возникающий ток быстро увеличивается с увеличением напряжения, так как в p -области есть большое число заполненных состояний, а в n -области — пустых состояний. При небольших положительных напряжениях электроны переходят из n - в p -область. Однако в этом случае ток нарастает с напряжением лишь до некоторого предела, так как электроны из n -области не могут туннелировать внутрь запрещенной зоны в p -области. Поэтому при некотором напряжении ток достигает максимума (рис. 8.4, б) и затем уменьшается. Когда E_c совпадает с E'_v , туннельный ток зона — зона обращается в нуль (рис. 8.4, в). При дальнейшем увеличении напряжения высота потенциального барьера понижается настолько, что становятся возможными «надбарьерные» электронные переходы, и тогда появляется обычная диффузионная составляющая тока, рассмотренная ранее. Вольтамперная характеристика для этой модели показана на рис. 8.4, д.

Отметим, что в случае заметной роли туннельного эффекта в $p-n$ -переходах большие токи возникают при отрицательных напряжениях и поэтому знак выпрямления оказывается обратным по сравнению с обычными «толстыми» переходами.

Расчет вольтамперной характеристики тонкого $p-n$ -перехода очень осложняется тем, что электрическое поле внутри перехода не постоянно: оно максимально в некоторой плоскости внутри барьера и плавно убывает к его краям. Хотя распределение поля можно вычислить, количественная теория туннельного диода оказывается очень сложной и, как правило, требует численных расчетов.

Сопоставление теоретических вольтамперных характеристик туннельных диодов с экспериментальными показывает, что рассмотрен-

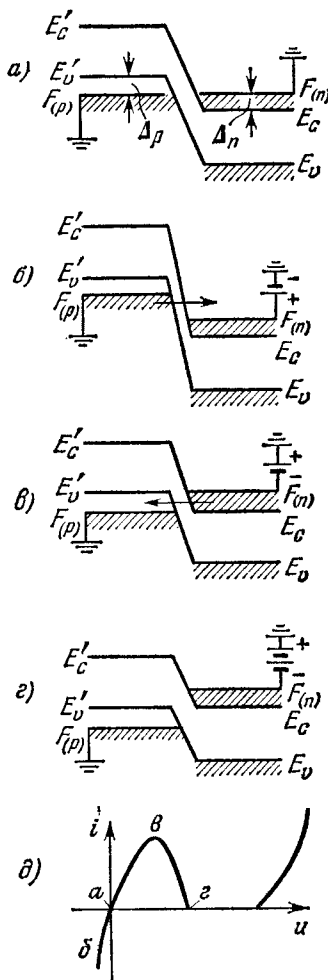


Рис. 8.4. К объяснению вольтамперной характеристики идеального туннельного диода (схематически).

ная модель только приближенно описывает наблюдаемые закономерности (рис. 8.5). Наиболее важное расхождение состоит в том, что при напряжениях, отвечающих падающей ветви вольтамперной характеристики, плотность тока оказывается большей, чем предсказываемая теорией, и не обращается в нуль, когда края энергетических зон совпадают (рис. 8.4, з). Разность ($j_{\text{экс}} - j_{\text{теор}}$) получила название *избыточного* тока туннельного диода.

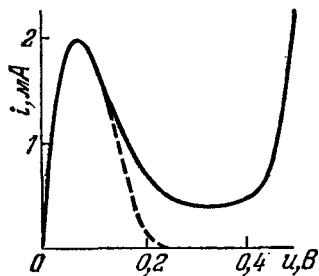


Рис. 8.5. Экспериментальная вольтамперная характеристика германиевого туннельного диода. 300 К, $\Delta_p = 6$ кТ, $\Delta_n = 8$ кТ. (Пунктирная кривая соответствует схеме рис. 8.4.)

Опыты показывают, что избыточный ток, при прочих равных условиях, увеличивается при увеличении концентрации примесей, создающих глубокие уровни энергии для электронов. Отсюда можно заключить, что одна из причин этого тока состоит в дополнительных туннельных переходах при участии примесей. На рис. 8.6 показаны два типа таких переходов. Так, электрон из зоны проводимости может быть сначала захвачен на пустой локальный уровень энергии E_{t1} (переход 1), а затем с помощью изоэнергетического туннельного перехода 2 попасть в валентную зону. Другая возможность состоит в том, что электрон сначала может совершить туннельный переход из зоны проводимости на подходяще расположенный локальный уровень энергии E_{t2} (переход 3), а затем опуститься в валентную зону (переход 4).

Возможны и другие, более сложные типы переходов.

Другая причина, ответственная за возникновение избыточного тока, связана с изменением самого характера энергетического спектра полупроводника при сильном его легировании. Она рассматривается в § XIX. 5.

Из принципа действия туннельных диодов видно, что процессы в них обусловлены *основными* носителями заряда, а рекомбинация (как в толстых $p-n$ -переходах) не играет принципиальной роли. Поэтому характерное время в туннельных переходах есть не время жизни неравновесных носителей τ , а время релаксации Максвелла $\tau_M = \epsilon/4\lambda\sigma$. Последнее обычно намного меньше τ и, например, при $\sigma \sim 1$ (Ом·см) $^{-1}$ имеет порядок 10^{-12} с. Вследствие этого теоретический предел частот, до которых могут работать туннельные диоды,

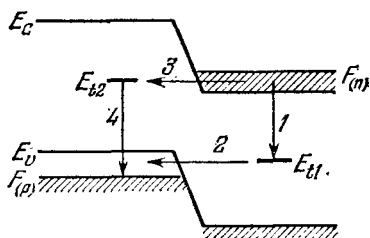


Рис. 8.6. Туннельные переходы с участием примесей.

$\omega_{пр} \sim 1/\tau_M$, намного больше, чем у толстых (диффузионных) $p-n$ -переходов. Однако предельная частота реальных туннельных диодов понижается вследствие влияния паразитных емкости и индуктивности оправы диода, хотя у современных хороших диодов она достигает $\sim 10^{10}$ Гц.

Различные применения туннельных диодов основаны на использовании падающего участка их вольтамперной характеристики. При этом важно отношение токов i_{max}/i_{min} и максимальная величина отрицательной дифференциальной проводимости $|di/du|_{max}$. Чем больше эти величины и чем больше предельная частота, тем лучше качество диода.

Наличие отрицательной дифференциальной проводимости позволяет использовать туннельные диоды для усиления и генерации СВЧ электрических колебаний, для смещения частот в супергетеродинных приемных устройствах (при этом, в отличие от обычных смесителей, здесь возможна компенсация потерь на преобразование), в качестве быстродействующих переключателей для счетно-решающих устройств и для других целей.

§ 4. Биполярный полупроводниковый триод

Одно из самых важных технических применений полупроводников, которое существенно стимулировало развитие современной физики полупроводников, заключается в их использовании для усиления и генерации электрических колебаний. Приборы, предназначенные для этих целей, получили общее название *транзисторов*.

Примером очень распространенного транзистора может служить биполярный полупроводниковый триод *). Его рабочая часть состоит из пластинки полупроводника (обычно — монокристаллического), в которой путем надлежащего распределения примесей созданы два близко расположенных $p-n$ -перехода (см. рис. 8.7). Область между обоими переходами принято называть *базой триода*, а оконечные области — *эмиттером* и, соответственно, *коллектором*. Такую систему из двух переходов можно осуществить двумя способами: создавая у эмиттера и коллектора дырочную проводимость, а у базы — электронную, т. е. структуру типа $p-n-p$ (рис. 8.7, а), либо структуру типа $n-p-n$ (рис. 8.7, б). Физические процессы в обоих случаях совершенно аналогичны и поэтому в дальнейшем для определенности мы будем говорить о $p-n-p$ -структуре.

Для разъяснения принципа действия триода удобно сначала остановиться на одной из возможных схем его включения, показанной

*) Название «транзистор» произошло от соединения слогов английских слов transfer (передавать) и resistor (сопротивление). «Биполярный» указывает на то, что в данном приборе используется явление инжекции, а следовательно, необходима биполярная проводимость полупроводника.