

Учебно-научный эксперимент

Выпрямляющее действие контакта металл-полупроводник

Составитель: С. А. Королёв

г. Нижний Новгород, 2021 год

Цель работы: знакомство с историей исследования контактов металл-полупроводник, уяснение механизма выпрямляющего действия в контактах металл-полупроводник, приобретение навыка работы с приборами характеристики полупроводниковых структур, экспериментальное изучение выпрямляющих свойств тестового образца.

1. Историческая справка

Первые сведения о свойствах контактов металл-полупроводник появились более века назад в ранних работах Брауна (1874 год), который открыл асимметричную природу электрической проводимости между металлическими контактами и полупроводниками, в качестве которых он использовал медь и сульфид железа. Браун заметил, что сопротивление контакта металл-полупроводник зависит от направления проходящего через него тока: в одном направлении (запорном) оно велико, в противоположном (пропускном) — мало. В таком случае говорят, что контакт обладает *выпрямляющим действием*, то есть может быть использован для получения постоянного тока из переменного напряжения. Электронный прибор, проявляющий выпрямляющие свойства, называется *диодом*.

Несмотря на то, что поначалу механизм выпрямляющего действия контакта металл-полупроводник был непонятен, контакты металлических игл к сульфидам металла (*точечный диод*) активно использовались в качестве детектирующих элементов в первых экспериментах по передаче радиосигнала. Термин «детектирование» родственен термину «выпрямление». В простейшем случае под *детектированием* понимается выпрямление принятого антенной сигнала. В 1906 году Пиккард запатентовал кристаллический детектор, в котором в качестве полупроводникового материала использовался кристаллический кремний. В 1907 году Пирс опубликовал характеристики диодов, изготовленных напылением металлов на различные полупроводники. Стремительное развитие радиовещания в 1920-х годах во многом обязано выпрямителю «кошачий ус», состоящему из вольфрамовой иглы в контакте с полупроводниковым кристаллом, обычно сульфидом свинца. Приблизительно в это же время появились первые выпрямители, в которых в качестве полупроводника использовался оксид меди.

Первые шаги к пониманию выпрямляющего действия контактов металл-полупроводник были предприняты в 1931 году, когда Шоттки, Штёрмер и Вайбель показали, что при протекании тока через контакт падение электрического потенциала происходит практически полностью вблизи контакта, что намекает на существование на границе металл-полупроводник некоего потенциального барьера (*барьер Шоттки*). К этому времени окрепла теория квантовой механики, и в 1932 году Уилсон и др. сделали попытку объяснить выпрямляющее действие в терминах квантово-механического туннелирования электронов через барьер, однако вскоре выяснилось, что данный механизм ошибочно предсказывает запорное и пропускное направления протекания тока.

В 1938 году Шоттки и независимо Мотт показали, что наблюдаемое направление выпрямления может быть объяснено предположением, что электроны преодолевают потенциальный барьер посредством обычных *процессов дрейфа и диффузии*. Потенциальный барьер возникает из-за разницы между работой выхода металла и полупроводника. Мотт предположил, что в области барьера отсутствуют заряженные примеси, поэтому электрическое поле постоянно, а электростатический потенциал меняется линейно с координатой по мере приближения к металлу. В противоположность этому, Шоттки считал, что барьерная область содержит однородно распределённую заряженную примесь, поэтому в соответствии с уравнением Пуассона электрическое поле возрастает линейно, а электростатический потенциал по квадратичному закону. Похожие идеи о роли пространственного заряда в формировании формы барьера выдвигались Давыдовым в СССР.

Существенное продвижение в понимании физических явлений, происходящих в контактах металл-полупроводник, произошло во время Второй мировой войны, что явилось результатом востребованности точечных диодов на основе кремния и германия в *сверхвысокочастотных (СВЧ) радиолокаторах* (термин «СВЧ излучение» используется здесь в широком смысле: как электромагнитное излучение с частотой от 300 МГц до 300 ГГц). Данное продвижение во многом состоялось благодаря развитию физики полупроводников. Вероятно, самый весомый вклад в этот период внесла *термоэмиссионная теория* Бете, согласно которой ток через контакт в пропускном направлении определяется процессом эмиссии электронов в металл, а не дрейфом и диффузией в полупроводнике, как предполагали Шоттки и Мотт.

После 1945 года исследования контактов металл-полупроводник были стимулированы изобретением точечного транзистора; в основном, внимание уделялось игольчатым контактам как инжекторам неосновных носителей заряда. Впоследствии интерес к точечным контактам увял, а внимание исследователей переключилось на более перспективные плоскостные контакты.

Осознание того, что напыление металлических плёнок в условиях высокого вакуума позволяет создавать существенно более стабильные и повторяемые контакты, чем точечные контакты, породило шквал исследований в 1950-1960-х годах и легло в основу обширных знаний о предмете, которые мы теперь имеем. Данная активность была в значительной степени обусловлена важностью контактов в полупроводниковой технологии и в основном ассоциируется с теоретическими работами Бардина, Кроуэлла и Зи и экспериментальными работами Гудмана, Арчера, Аталлы, Кана, Мида и Коули.

Количество разновидностей компонентов, основанных на выпрямляющих контактах металл-полупроводник, с каждым годом неукоснительно растёт. Продолжаются исследования, целью которых является получение исчерпывающих знаний о физике формирования барьера и электронном транспорте через границу металл-полупроводник. Растёт доступный набор аналитических методов исследования микроскопических взаимодействий на границе между металлом и полупроводником. Параллельно совершенствуются теоретические методы установления электронных свойств твёрдых тел и границ между ними. Внедряется высокопроизводительная компьютерная техника, позволяющая моделировать сложную структуру границ и на основе этого рассчитывать транспортные характеристики контактов.

2. Теоретические сведения

2.1. Металлы и полупроводники

Разъяснение механизма выпрямляющего действия контактов металл-полупроводник стоит начать с напоминания о том, что собой представляют металлы и полупроводники с точки зрения их внутренней структуры.

Удельная проводимость λ металлов при комнатной температуре меняется примерно в пределах от $6 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^5$ Ом⁻¹·см⁻¹. Твёрдые вещества с удельной проводимостью примерно от 10^4 до 10^{10} Ом⁻¹·см⁻¹ принято относить к классу так называемых полупроводников, а вещества с ещё меньшей λ (приблизительно от 10^{-10} до 10^{-20} Ом⁻¹·см⁻¹) — к классу диэлектриков, или изоляторов. Качественное различие между металлами и полупроводниками проявляется в характере зависимости удельной проводимости λ от температуры T . С понижением температуры проводимость металлов возрастает и для чистых металлов стремится к бесконечности при приближении температуры к абсолютному нулю. У полупроводников, напротив, с понижением температуры проводимость убывает, вблизи абсолютного нуля полупроводник фактически становится изолятором. При высоких температурах проводимость полупроводников приближается к проводимости металлов. Такой ход проводимости объясняется тем, что концентрация носителей тока (электронов проводимости) в металлах практически не зависит от температуры, а в полупроводниках носители тока сами возникают в результате теплового движения.

Для того чтобы ответить на вопрос, почему одни твёрдые тела являются металлами, а другие — полупроводниками или диэлектриками, недостаточно ограничиться моделью газа свободных электронов. Необходимо учитывать взаимодействие атомов между собой и с электронами. Представим себе, что кристаллическая решётка металла или полупроводника образуется в результате сближения изолированных атомов. Наружные, так называемые валентные, электроны атомов металла сравнительно слабо связаны с атомными ядрами, а такие же электроны полупроводников — значительно сильнее. При сближении атомов последние приходят во взаимодействие друг с другом. В результате этого валентные электроны отрываются от атомов металла и становятся «свободными электронами», которые могут перемещаться по всему металлу. В полупроводниках, благодаря значительно более сильной связи валентных электронов с ядрами атомов, положение иное. Чтобы оторвать электрон от атома и превратить его в электрон проводимости, требуется сообщить ему некоторую энергию, называемую энергией ионизации. Такая энергия поставляется тепловыми колебаниями атомов решётки. Она может быть сообщена и иначе, например облучением полупроводника короткими электромагнитными волнами, потоком быстрых частиц, воздействием сильного электрического поля и т. д. Для разных полупроводников энергия ионизации валентного электрона лежит в пределах от 0.1 до 2 эВ, т. е. заметно выше средней кинетической энергии теплового движения атома $3/2kT \approx 0.04$ эВ (k — постоянная Больцмана). Несмотря на это, тепловое движение вызывает ионизацию атомов, так как из-за его хаотичности мгновенная кинетическая энергия атома может в несколько раз превышать её среднее значение. Число атомов с энергией, равной или превышающей энергию ионизации, относительно очень мало. Поэтому в полупроводниках мала и концентрация свободных электронов, образующихся в результате ионизации. Однако с повышением температуры

эта концентрация и связанная с ней электропроводность повышаются. Процессы *ионизации*, конечно, сопровождаются обратными процессами *рекомбинации*, в результате которых свободные электроны вновь захватываются атомами. В состоянии равновесия средние числа актов ионизации и рекомбинации одинаковы, и устанавливается вполне определённая *равновесная* концентрация свободных электронов, зависящая от температуры полупроводника.

Для более детального анализа процессов, происходящих в металлах и полупроводниках, необходимо исследовать структуру энергетических уровней, которые могут занимать валентные электроны в этих телах. Энергетические уровни какого-либо валентного электрона в одном изолированном атоме представлены на схематическом рис. 2.1, а. Для простоты будем считать их *простыми*, т. е. *невыврожденными*. Наинизший уровень, или уровень с наименьшей энергией ε_1 , называется *основным* или *невозбуждённым*. Рассмотрим теперь N тождественных атомов, удалённых друг от друга настолько далеко, что их взаимодействием можно полностью пренебречь. Энергетические уровни того же валентного электрона системы N невзаимодействующих атомов получатся, если рис. 2.1, а повторить N раз — столько, сколько содержится атомов в системе (рис. 2.1, б). Теперь каждый простой уровень превращается в уровень кратности N . Будем сближать атомы друг с другом, чтобы они образовали кристаллическую решётку. Тогда из-за взаимодействия между атомами каждый кратный энергетический уровень расщепится на N простых уровней (рис. 2.2). Совокупность энергетических уровней, на которые расщепляется кратный уровень, называется *энергетической зоной* или просто *зоной* кристалла. Зона, возникающая в результате расщепления N -кратного вырожденного основного уровня, называется *основной зоной*, а все остальные зоны — *зонами возбуждённых уровней*. Ввиду того, что N очень велико, расстояния между уровнями одной и той же зоны крайне малы, так что требуется ничтожная энергия, чтобы перевести электрон в пределах зоны с одного энергетического уровня на соседний. В этом смысле энергетические уровни каждой зоны ведут себя практически так, как если бы они были *непрерывны*. Однако соседние энергетические зоны, вообще говоря, разделены конечными интервалами энергии. Эти интервалы называются *запрещёнными зонами*, так как энергия электрона не может принимать значения, лежащие в пределах таких интервалов. В противоположность *запрещённым*, зоны с *разрешёнными* значениями энергии называются *разрешёнными*.



Рисунок 2.1. Схематическое изображение энергетических уровней валентного электрона в изолированном атоме: (а) один атом, (б) несколько тождественных атомов.

Рассмотрим процессы, возникающие в твёрдом теле при приложении к нему электрического поля, напряжённость которого очень мала по сравнению с

напряжённостью внутриатомных и внутримолекулярных полей. Такое поле не меняет общий характер зоны структуры. Число энергетических уровней в зоне остаётся неизменным, но сами уровни смещаются, так как к энергии взаимодействия электрона с решёткой добавляется потенциальная энергия электрона во внешнем электрическом поле. Электроны, находящиеся в зоне, будут вести себя по-разному в зависимости от того, заполняют ли они все уровни зоны или некоторые уровни остаются свободными. При решении этого вопроса будем предполагать сначала, что абсолютная температура тела равна нулю.

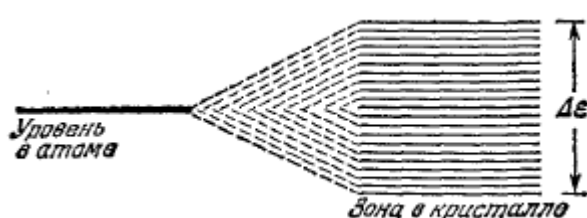


Рисунок 2.2. Расщепление вырожденного уровня набора изолированных тождественных атомов при их сближении.

Рассмотрим случай, когда *все* энергетические уровни зоны *заполнены электронами*. Если это имеет место в отсутствие электрического поля, то то же самое будет и после наложения слабого поля. Движение электрона в квантовой механике следует рассматривать как *процесс перехода* его из одного *возможного квантового состояния в другое*. Для возможности такого перехода необходимо, чтобы конечное квантовое состояние было *свободно*, т. е. не занято электроном. Но по условию все квантовые состояния зоны *заполнены электронами*. В этом случае между различными квантовыми состояниями зоны невозможны никакие квантовые переходы, а потому электроны зоны *не могут* быть носителями электрического тока.

Рассмотрим теперь случай, когда *только часть* возможных квантовых уровней зоны *заполнена электронами*, а остальные уровни *свободны*. Если нет теплового движения или других источников, поставляющих энергию электронам, то заполненными окажутся все уровни с *самыми низкими* значениями энергии. Более высокие уровни окажутся свободными. То же будет и после наложения постоянного электрического поля. Однако при этом произойдёт *смещение* энергетических уровней. Уровни, бывшие наиболее низкими в отсутствие электрического поля, могут перестать быть таковыми после наложения поля. Получится другая система наиболее низких энергетических уровней. Начнутся квантовые переходы на эти уровни с прежних заполненных уровней. Они будут сопровождаться пространственными перемещениями электронов в направлении против электрического поля. Если электроны не могут уходить из тела, то этот процесс быстро прекратится, так как возникшие пространственные заряды создадут поле, которое внутри тела уничтожит внешнее приложенное поле. Если же смещающиеся электроны непрерывно отводить от тела (это происходит в замкнутой электрической цепи), то квантовые переходы электронов будут продолжаться непрерывно, пока в электрической цепи действует генератор, создающий в теле электрическое поле. Такие квантовые переходы и приводят к возникновению электрического тока в цепи. Таким образом, *для возможности электрического тока необходимо, чтобы энергетическая зона была заполнена электронами не целиком, а частично*.

В металлах основная энергетическая зона валентных электронов может быть отделена запрещённой зоной конечной ширины от вышележащей зоны возбуждённых уровней (рис. 2.3, а). Но может быть и такой случай, когда ширина запрещённой зоны равна нулю, т. е. основная зона примыкает или даже перекрывается с ближайшей зоной возбуждённых уровней (рис. 2.3, б). Этот случай сводится к предыдущему, так как обе зоны можно объединить в одну, рассматривая последнюю как основную зону. В металлах основная зона всегда заполнена только частично. Благодаря этому металлы и являются проводниками электрического тока.

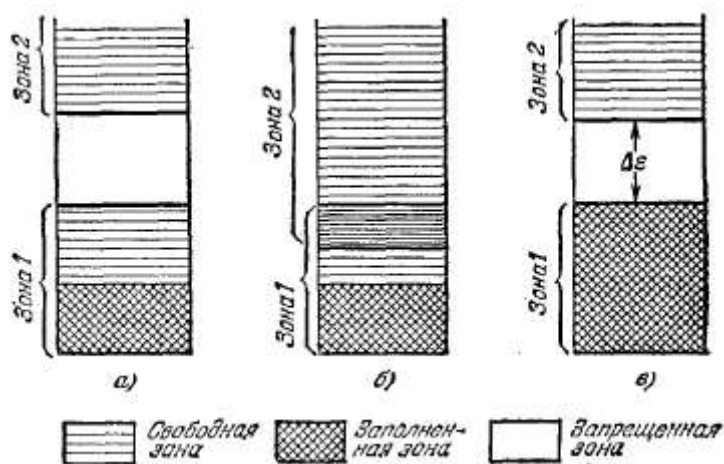


Рисунок 2.3. Основная энергетическая зона валентных электронов и вышележащая зона возбуждённых уровней. (а) Зоны не перекрываются, основная зона заполнена не полностью. (б) Зоны перекрываются. (в) Зоны не перекрываются, основная зона заполнена полностью.

В полупроводниках основная зона отделена от зоны возбуждённых уровней конечным интервалом энергии $\Delta\varepsilon$ (рис. 2.3, в). Основную зону полупроводника принято называть валентной, а зону возбуждённых уровней — зоной проводимости. При абсолютном нуле температур валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости — полностью свободна. Поэтому при абсолютном нуле температур полупроводники не проводят электрического тока, т. е. являются изоляторами. Изоляторы отличаются от полупроводников только большими значениями ширины запрещённой зоны $\Delta\varepsilon$. Условно к изоляторам относят те полупроводники, для которых $\Delta\varepsilon$ превосходит примерно 2 эВ. Никакого качественного различия между полупроводниками и изоляторами нет. Различие — чисто количественное.

При повышении температуры электроны начинают обмениваться энергией с ионами кристаллической решётки. Благодаря этому электрон может получить добавочную кинетическую энергию порядка kT . Этой энергии может оказаться достаточно, чтобы некоторые электроны перевести из валентной зоны в зону проводимости. Такие электроны, перейдя в зону проводимости, начинают проводить электрический ток. Но проводимость возникает и по другой причине. В валентной зоне освобождаются квантовые состояния, не занятые электронами. Такие квантовые состояния получили весьма неудачное название *дырок*. Дырки также являются носителями электрического тока. Поэтому различают *электронную* и *дырочную проводимость* полупроводников.

Электропроводность полупроводников, как электронная, так и дырочная, о которой говорилось выше, не связана с наличием примесей в полупроводнике. Поэтому её

называют *собственной электропроводностью* в отличие от *примесной электропроводности*, обусловленной наличием примесей атомов других химических элементов. Уже ничтожные количества примесей чрезвычайно сильно увеличивают электропроводность полупроводников. Так, добавление к чистому кристаллу кремния фосфора в количестве всего 0.001 атомного процента увеличивает электропроводность этого кристалла более чем в сто тысяч раз.

Такое поведение полупроводников объясняется тем, что при наличии примесей появляются *добавочные энергетические уровни*, располагающиеся в запрещённой зоне полупроводника. На схематическом рис. 2.4, а изображены энергетические зоны чистого полупроводника. Допустим, что добавочные уровни в запрещённой зоне появились вблизи нижнего края зоны проводимости (рис. 2.4, б). С этих уровней электроны будут переходить в зону проводимости. Если интервал энергии $\Delta\varepsilon_1$, отделяющий добавочные уровни от зоны проводимости, мал по сравнению с шириной запрещённой зоны $\Delta\varepsilon$, то количество электронов в зоне проводимости, а с ним и электропроводность полупроводника могут увеличиться на несколько порядков. Примеси такого типа, поставляющие электроны в зону проводимости, называются *донорами* или *донорными примесями*. Добавочные энергетические уровни, которые они создают в запрещённой зоне, называются также *донорными уровнями*.

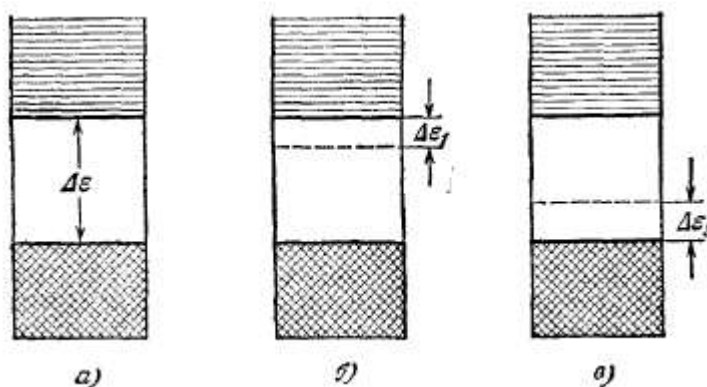


Рисунок 2.4. Энергетические уровни полупроводника (а) без примесей, (б) с донорной примесью, (в) с акцепторной примесью.

Примером донорной примеси могут служить атомы мышьяка, вводимые в кристаллическую решётку кремния. Кремний — четырёх-, а мышьяк — пятивалентный. Это значит, что наружная оболочка атома кремния содержит четыре, а атома мышьяка — пять электронов. Пятый электрон может отщепиться от атома мышьяка в результате теплового движения. Получившийся положительный ион мышьяка может вытеснить из решётки один из атомов кремния и встать на его место. В результате этого между узлами решётки появится электрон проводимости.

Допустим теперь, что при введении атомов примеси добавочные уровни в запрещённой зоне появляются вблизи верхнего края валентной зоны (рис. 2.4, в). Тогда электроны из валентной зоны начнут переходить на эти добавочные уровни. В валентной зоне появятся дырки, а с ними и электропроводность полупроводника, но уже не электронная, а дырочная. Соответствующие примеси называются *акцепторами* или *акцепторными примесями*. Дополнительные уровни, которые они создают в запрещённой зоне, также называются *акцепторными уровнями*.

Примером акцепторной примеси могут служить атомы бора или какого-либо другого элемента из третьей группы периодической системы. Наружная оболочка атома бора содержит три электрона. Атом бора может захватить недостающий четвёртый электрон из какого-либо соседнего места кристалла. В этом месте образуется дырка, а образовавшийся отрицательный ион бора может вытеснить из кристаллической решётки атом кремния и встать на его место. Так в кристалле кремния возникает дырочная проводимость.

Полупроводники с донорной примесью называются *электронными* или *полупроводниками n-типа* (от английского слова *negative* — отрицательный), а полупроводники с акцепторной примесью — *дырочными* или *полупроводниками p-типа* (от английского слова *positive* — положительный). Могут быть и *смешанные полупроводники*, в которых носителями тока являются как электроны, так и дырки. Носители, которым принадлежит больший вклад в величину тока, называются *основными*, а прочие — *неосновными*.

2.2. Распределение электронов по энергетическим уровням

Электроны, как частицы, обладающие полуцелым спином, подчиняются, как известно, *статистике Ферми-Дирака*. Вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией E , выражается *функцией Ферми-Дирака*

$$f(E, T) = \left(1 + \exp \frac{E - F}{kT} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь F — электрохимический потенциал, или уровень Ферми, который, в общем случае, тоже зависит от температуры.

Уровень Ферми тесно связан с термодинамическими характеристиками системы. Так, например, его можно определить как приращение свободной энергии системы при добавлении к ней одного электрона при условии постоянства объёма и температуры. Из выражения (1) видно, что уровень Ферми можно также определить как энергию такого квантового состояния, вероятность заполнения которого при данных условиях равна $\frac{1}{2}$.

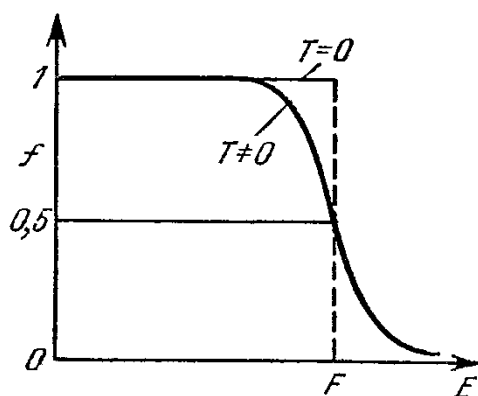


Рисунок 2.5. Функция Ферми-Дирака.

Вид функции Ферми-Дирака схематически показан на рис. 2.5. При $T = 0$ она имеет вид разрывной функции. Для $E < F$ она равна 1, а, значит, все квантовые состояния с такими энергиями заполнены электронами. Для $E > F$ функция $f = 0$, и соответствующие квантовые состояния совершенно не заполнены. При $T \neq 0$ функция Ферми изображается

непрерывной кривой и в узкой области энергий, порядка нескольких kT , в окрестности точки $E = F$ быстро изменяется от 1 до 0. Размытие функции Ферми тем больше, чем выше температура.

2.3. Потенциальный барьер

Рассмотрим образование *потенциального барьера* в приграничной области контакта металл-полупроводник. На рис. 2.6, а показана энергетическая диаграмма для обоих тел до контакта. Отмечены: уровень энергии покоящегося электрона в вакууме E_0 , края зон E_c и E_v в полупроводнике, а также положения уровней Ферми в металле F_m и в полупроводнике F_n . Разность $E_0 - E_c = \chi$ есть *электронное сродство* полупроводника.

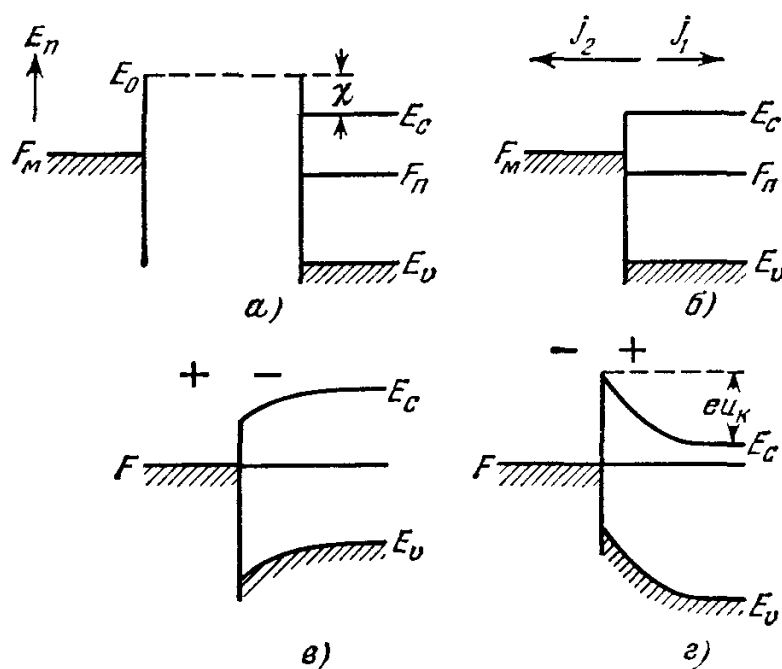


Рисунок 2.6. Образование потенциального барьера в контакте металл-полупроводник: а) до контакта; б) при контакте, нет равновесия; в) равновесие, обогащённый слой; г) равновесие, обеднённый слой.

На рис. 2.6, б изображена ситуация сразу после образования контакта. Электроны из полупроводника получают возможность переходить в металл, создавая некоторую плотность тока j_1 , а электроны металла — в полупроводник, образуя плотность тока $-j_2$. Эти токи, вообще говоря, не равны по величине. Если, например, $j_1 < j_2$, то полупроводник будет заряжаться отрицательно, а металл — положительно до тех пор, пока оба тока не скомпенсируют друг друга.

В установившемся состоянии мы получим энергетическую диаграмму рис. 2.6, в. Края энергетических зон окажутся изогнутыми вниз, а концентрация электронов в приконтактном слое — больше, чем в объёме (*обогащённый слой*).

В противоположном случае $j_1 > j_2$ установившееся искривление зон будет изображаться рис. 2.6, г, и мы получим *обеднённый приконтактный слой*. Высота потенциального барьера (со стороны полупроводника) равна $-eU_k$, где U_k — разность потенциалов в глубине полупроводника и в контактной плоскости, а e — абсолютная величина заряда электрона.

На рис. 2.6 мы показываем искривление зон только в полупроводнике. Оно, конечно, существует и в металле. Однако толщина слоёв объёмного заряда и падение напряжения на них уменьшаются с увеличением концентрации носителей заряда. Поэтому в металле они пренебрежимо малы по сравнению с их значениями в полупроводнике.

2.4. Механизм выпрямления в контакте металл-полупроводник

Обратимся к контактам с обеднённым слоем (рис. 2.6, г), так как *вольт-амперная характеристика* (зависимость силы тока от напряжения) именно этих контактов может оказаться сильно нелинейной, и они могут использоваться как выпрямители переменного тока.

Влияние потенциального барьера на прохождение тока существенно зависит от соотношения между шириной барьера L_φ и длиной волны электронов λ . Если барьер достаточно тонкий, так что $L_\varphi < \lambda$, то электроны любой энергии могут проходить сквозь барьер вследствие квантовомеханического туннельного эффекта. Напротив, если $L_\varphi > \lambda$, то возможность преодоления потенциального барьера определяется классическим условием: энергия электрона должна быть больше высоты барьера, т. е. электроны могут проходить только над барьером. Так, например, при концентрации электронов $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре $L_\varphi \sim 10^{-5} \text{ см}$. Для электронов с тепловыми скоростями при той же температуре $\lambda \sim 10^{-6} \text{ см}$, и мы имеем классический случай прохождения над барьером. Однако $L_\varphi \sim 1/\sqrt{n_0}$, и поэтому в сильно легированных полупроводниках с $n_0 \sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$ (или больше) $L_\varphi < \lambda$, и существенную роль будет играть туннельное просачивание электронов.

Рассмотрим случай не очень сильно легированных полупроводников. Будем также предполагать, что участием дырок в образовании тока можно пренебречь (*монополярная проводимость*).

Качественное объяснение выпрямления тока для этого случая дано на рис. 2.7. В отсутствие внешнего напряжения (рис. 2.7, а) энергия электронов в глубине полупроводника понижается относительно металла на $-e\mu_k$, где μ_k — контактная разность, а следовательно, для электронов, движущихся из полупроводника в металл, существует энергетический барьер $e\mu_k$. В равновесии ток j_1 электронов, переходящих из полупроводника в металл, равен току j_2 электронов, переходящих из металла в полупроводник, и поэтому полный ток $j = j_1 - j_2 = 0$. В соответствии с этим уровень Ферми везде одинаков.

Рис. 2.7, б соответствует приложенному внешнему напряжению такого знака, что изменение энергии электронов в полупроводнике — $e\mu > 0$. Для этого электронный полупроводник должен быть соединён с минусом источника. В этом случае потенциальный барьер в полупроводнике уменьшается на величину $e\mu$, и ток j_1 увеличивается, в то время как барьер со стороны металла, а следовательно, и ток j_2 не изменяются. Поэтому возникает ток $j = j_1 - j_2$, идущий от металла к полупроводнику, который быстро увеличивается при увеличении μ (*пропускное* направление тока, возрастающая ветвь характеристики на рис. 2.7, г).

При напряжении противоположного знака (рис. 2.7, в) потенциальный барьер в полупроводнике, напротив, увеличивается, и ток j_1 уменьшается. При $e\mu$ порядка нескольких kT электроны из полупроводника практически вовсе не могут преодолеть потенциальный барьер, и поэтому обратный ток достигает некоторого значения $j_s = j_2$,

которое не зависит от внешнего напряжения (*ток насыщения*). Для этого направления тока сопротивление контакта велико (*запорное направление*).

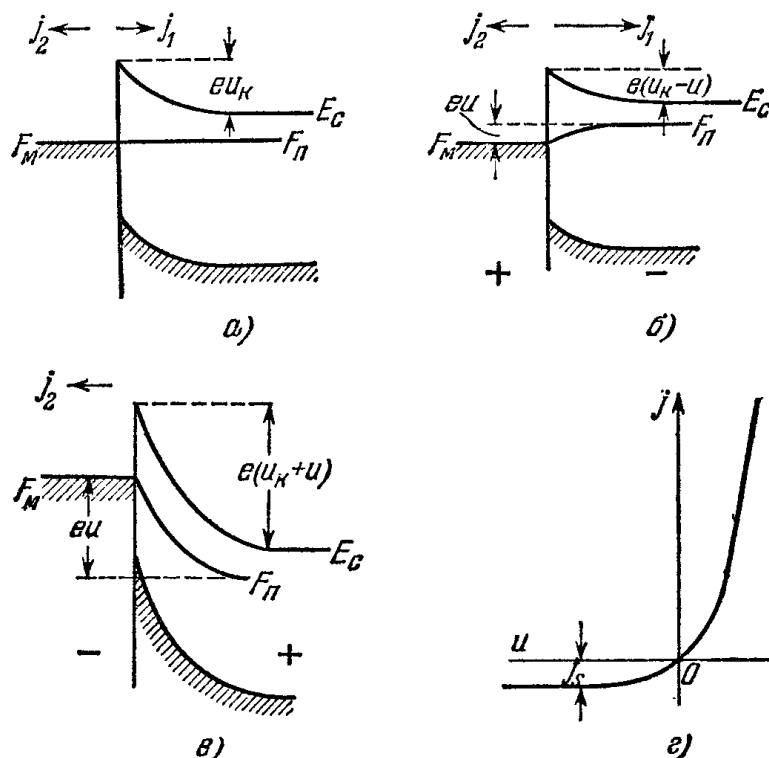


Рисунок 2.7. Выпрямление в контакте металл-полупроводник: а) внешнее напряжение $u = 0$; б) пропускное направление тока; в) запорное направление тока; г) вольт-амперная характеристика (схематически).

Разумеется, вольт-амперная характеристика, показанная на рис. 2.7, г, имеет только схематический характер. В частности, при достаточно большом обратном напряжении возникают явления «электрического пробоя» контакта, и обратный ток резко возрастает.

При расчёте вольт-амперной характеристики необходимо учитывать соотношение между шириной запорного слоя L_s и длиной свободного пробега электрона l . Если $l \gg L_s$, то электроны внутри запорного слоя практически не испытывают соударений, и поэтому токи j_1 и j_2 можно рассматривать как токи термоэлектронной эмиссии (*термоэмиссионная теория* Бете, также упоминаемая как *диодная теория*). Отличие от обычной термоэлектронной эмиссии заключается в том, что здесь эмиссия происходит не в вакуум, а из полупроводника в металл (и обратно). При этом, вследствие меньшей высоты потенциального барьера в контакте (равной разности работ выхода контактирующих тел), токи термоэмиссии могут быть очень сильны уже при комнатных (и даже более низких) температурах.

В другом предельном случае, когда электроны испытывают многочисленные соударения внутри запорного слоя, ток через контакт нужно рассчитывать с учётом диффузионного и дрейфового движения электронов (*дрейфово-диффузионная теория*, основы её были заложены в работах Давыдова, Пекара, Мотта, Шоттки).

2.5. Математическое описание преобразования гармонического сигнала на нелинейном элементе

Реальные вольт-амперные характеристики нелинейных элементов, включая контакты металл-полупроводник, обычно имеют сложный вид, что затрудняет точное их описание с помощью достаточно простого аналитического выражения.

Широкое распространение получили способы представления характеристик относительно простыми функциями, лишь приближённо отображающими истинные характеристики. Замена истинной характеристики приближённо представляющей её функцией называется *аппроксимацией* характеристики.

Оптимальный выбор способа аппроксимации зависит от вида нелинейной характеристики, а также от режима работы нелинейного элемента. Одним из наиболее распространённых способов является *аппроксимация степенным полиномом*. При больших амплитудах сигнала часто удобнее заменять реальную характеристику линейно-ломаной, составленной из отрезков прямых линий. Такое представление характеристики называется *кусочно-линейной аппроксимацией*.

Подробно рассмотрим случай большой амплитуды сигнала (рис. 2.8, а). Пусть U_0 — напряжение в рабочей точке, то есть фиксированное постоянное напряжение, на которое накладывается возбуждающее напряжение. При гармоническом возбуждении $e(t) = E \cos(\omega t)$, где t — время, ω — круговая частота, E — амплитуда сигнала, ток $i(t)$ приобретает импульсную форму (рис. 2.8, б). Угол θ , соответствующий изменению тока от максимального значения I_m до нуля, получил название *угла отсечки тока*. Длительность импульсов тока равна 2θ (см. рис. 2.8, б). Из рис. 2.8, а очевидно следующее выражение:

$$\cos \theta = (U_1 - U_0) / E, \quad (2)$$

где U_1 — начало линейно-возрастающего участка аппроксимации. Амплитуда тока

$$I_m = a_1 [E - (U_1 - U_0)] = a_1 E (1 - \cos \theta), \quad (3)$$

где a_1 — *крутизна* (первая производная тока по напряжению) линейной части вольт-амперной характеристики.

При гармоническом возбуждении нелинейного элемента форма импульса тока в пределах $-\theta < \omega t < \theta$ близка к отсечённой косинусоиде и, если пренебречь кривизной вольт-амперной характеристики на нижнем сгибе (рис. 2.8, а), мгновенное значение тока можно выразить уравнением

$$i(t) = I'_m (\cos \omega t - \cos \theta), \quad -\theta < \omega t < \theta. \quad (4)$$

Символом I'_m обозначена амплитуда импульса, которая получилась бы при $\theta = \pi/2$.

Так как амплитуда реального импульса I_m соответствует моменту $\omega t = 0$, имеет место соотношение

$$I_m = i(0) = I'_m (1 - \cos \theta),$$

откуда

$$I'_m = I_m / (1 - \cos \theta).$$

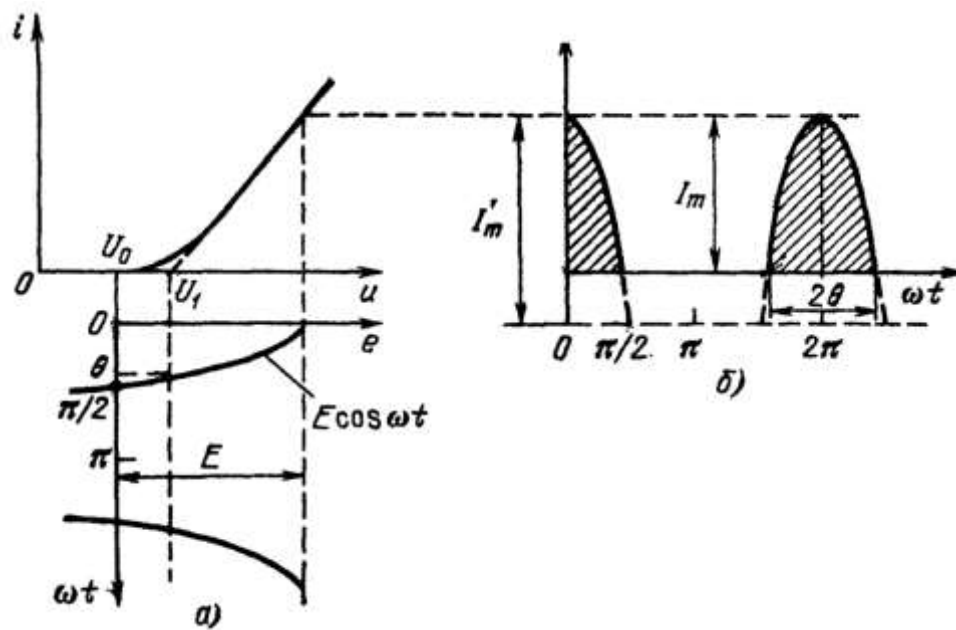


Рисунок 2.8. Работа выпрямляющего контакта в режиме большой амплитуды сигнала.

Подставив это выражение в (4), получим окончательно

$$i(t) = \frac{I_m}{1 - \cos \theta} (\cos \omega t - \cos \theta), \quad -\theta < \omega t < \theta. \quad (5)$$

Основываясь на этом выражении, нетрудно определить коэффициенты ряда Фурье для периодической последовательности импульсов, представленной на рис. 2.9. Вследствие чётности функции $i(t)$ относительно t (см. (5)) ряд содержит одни лишь косинусоидальные члены. Применяя стандартные формулы для вычисления коэффициентов ряда Фурье, находим

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{\theta} i(t) d(\omega t) = \frac{I_m}{\pi(1 - \cos \theta)} \int_0^{\theta} (\cos \omega t - \cos \theta) d(\omega t) = I_m \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi(1 - \cos \theta)}, \quad (6)$$

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta}^{\theta} i(t) \cos \omega t d(\omega t) = \frac{2I_m}{\pi(1 - \cos \theta)} \int_0^{\theta} (\cos \omega t - \cos \theta) \cos \omega t d(\omega t) = I_m \frac{\theta - \sin \theta \cos \theta}{\pi(1 - \cos \theta)}. \quad (7)$$

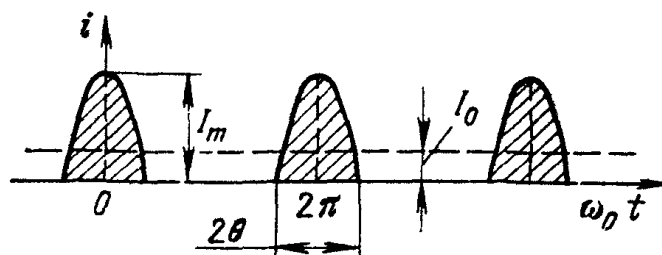


Рисунок 2.9. Импульсный ток, соответствующий режиму, представленному на рис. 2.8.

Аналогично можно получить общее выражение для амплитуды n -й гармоники

$$I_n = I_m \frac{2(\sin \theta \cos \theta - n \sin n\theta \cos \theta)}{\pi n(n^2 - 1)(1 - \cos \theta)}. \quad (8)$$

Отношения

$$\begin{aligned} \alpha_0(\theta) &= \frac{I_0}{I_m} = \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi(1 - \cos \theta)}, \\ \alpha_1(\theta) &= \frac{I_1}{I_m} = \frac{\theta - \sin \theta \cos \theta}{\pi(1 - \cos \theta)}, \\ \alpha_1(\theta) &= I_2/I_m, \end{aligned} \quad (9)$$

.....

$$\alpha_n(\theta) = I_n/I_m$$

называются коэффициентами соответственно постоянной составляющей, первой гармоники и т. д. (*функции Берга*).

Графики коэффициентов $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots$, а также отношения $\gamma = \alpha_1/\alpha_0$ при изменении угла отсечки от $\theta = 0$ до $\theta = 180^\circ$ показаны на рис. 2.10. При $\theta = 0$ ток вообще равен нулю (нелинейный элемент заперт на протяжении всего периода); при $\theta = 180^\circ$ отсечка тока отсутствует, и режим работы становится линейным.

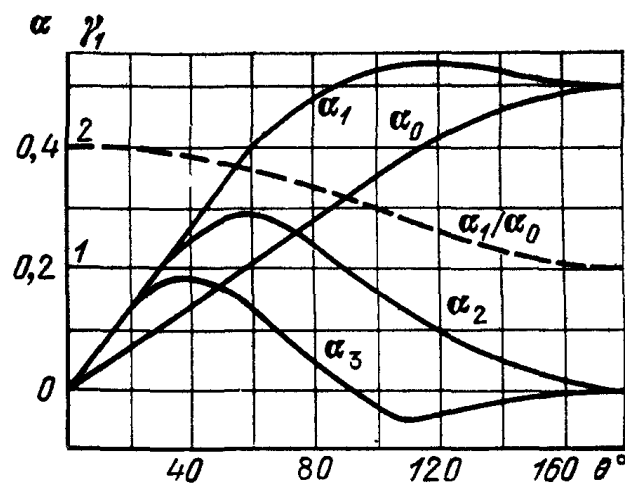


Рисунок 2.10. Коэффициенты разложения импульсного тока в ряд Фурье в зависимости от угла отсечки θ .

Из рассмотрения графиков функций $\alpha_n(\theta)$ можно вывести важное заключение: при работе с углом отсечки меньше 180° отношение амплитуды первой гармоники I_1 к постоянной составляющей I_0 больше единицы. Видно, что с уменьшением θ отношение

$$\gamma_1 = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{I_1}{I_0} = \frac{\theta - \sin \theta \cos \theta}{\sin \theta - \theta \cos \theta} \quad (10)$$

растёт. Кроме того, с повышением номера гармоники максимумы функций $\alpha_n(\theta)$ перемещаются в область малых значений θ . Все эти обстоятельства существенно влияют

на выбор режима работы нелинейного элемента при усилении колебаний, умножении частоты и в ряде других преобразований.

3. Методика выполнения работы

3.1. Принцип и порядок работы на зондовой станции

Исследуемый образец представляет собой полупроводниковую пластину, на поверхности которой сформированы круглые металлические контакты малого диаметра (~ 10 – 1000 мкм). Для обеспечения контакта измерительного прибора к металлическим контактам, имеющим микронный или субмиллиметровый размер, используется *зондовая станция*. Схематическое изображение зондовой станции представлено на рис. 3.1. Образец размещается на диэлектрическом столике (2), расположенном в центре основания зондовой станции (1). Для прецизионного перемещения проводящих игл (4) используются трёхкоординатные позиционеры (3). Перемещение иглы вверх-вниз осуществляется с помощью верхнего поворотного регулятора. Перемещение влево-вправо осуществляется с помощью бокового поворотного регулятора. Поворот вокруг вертикальной оси осуществляется без регулятора. Для подключения проводящих игл к измерительному прибору используются электрические разъёмы (5). Контроль позиционирования осуществляется с помощью дальнефокусного оптического микроскопа (6). Микроскоп имеет два регулятора. Передний регулятор изменяет увеличение микроскопа. Дальний регулятор управляет перемещением микроскопа вверх-вниз, тем самым позволяя задать расстояние до образца равное фокусу используемого объектива. Микроскоп оборудован лампой подсветки, включаемой специальным тумблером на блоке питания (размещён рядом с основанием зондовой станции).

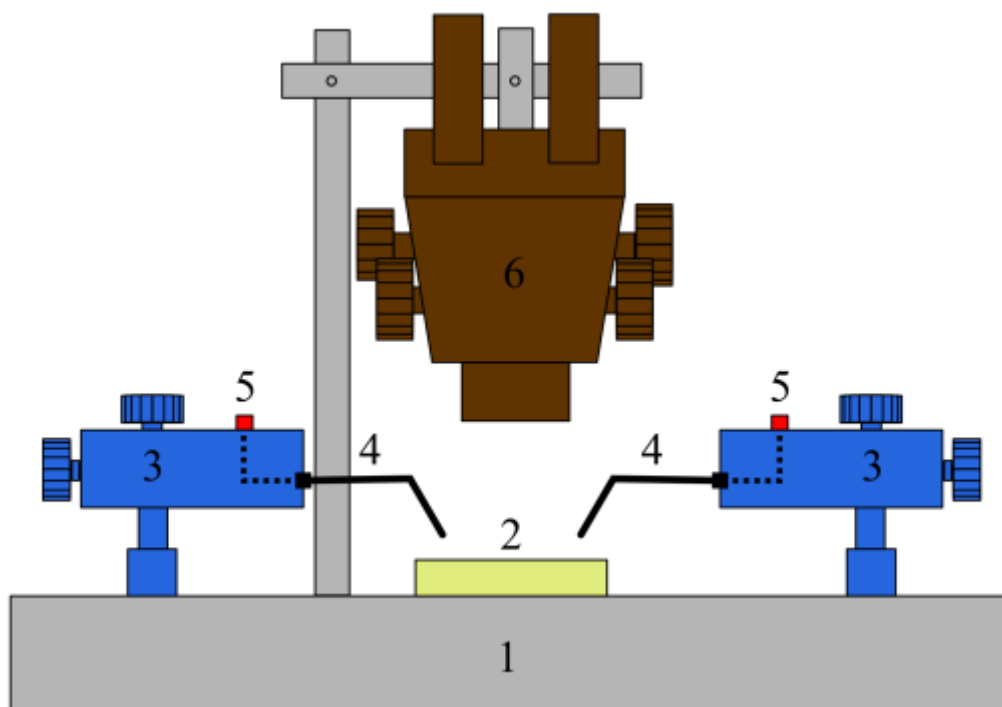


Рисунок 3.1. Схематическое изображение зондовой станции. 1 — основание, 2 — диэлектрический столик, 3 — позиционеры, 4 — иглы, 5 — электрические разъёмы, 6 — оптический микроскоп.

Порядок работы на зондовой станции следующий:

1. Образец кладётся на диэлектрический столик. Перемешать образец нужно с помощью пинцета, держа его за угол, чтобы не царапать металлические контакты. Осторожно! При падении образец может расколоться, поэтому перемещать его из чашки на столик нужно по наикратчайшему пути.
2. Включается подсветка микроскопа.
3. Выставляется нужное увеличение микроскопа, регулируется высота объектива до получения чёткого изображения. При изменении увеличения микроскопа регулировку высоты объектива, возможно, придётся повторить.
4. С помощью позиционеров иглы зондов приводятся в контакт с образцом. Осторожно! При сильном прижатии иглы можно сvezти металлический контакт или расколоть образец, поэтому регулятор нужно поворачивать очень плавно. Момент касания определяется по тому, что зонд перестаёт опускаться.
5. После завершения измерений иглы поднимаются вверх, лампа подсветки выключается, образец убирается.

3.2. Принцип и порядок работы в Системе измерения параметров полупроводников Keithley 4200-SCS

Для измерения вольт-амперной характеристики используется система измерения параметров полупроводников Keithley 4200-SCS. Данная система многофункциональна, мы коснёмся лишь той части, которая отвечает за измерение статических характеристик образца.

Система Keithley 4200-SCS является *модульной*, то есть состоит из модулей, каждый из которых отвечает за выполнение определённой функции. Управление работой модулей осуществляется с помощью персонального компьютера. Для измерения вольт-амперной характеристики используется три модуля: модуль общей точки (Ground Unit), модуль источника-измерителя (Source-Measure Unit, SMU), модуль предусилителя (PreAmp). Упрощенная схема подключения модулей изображена на рис. 3.2. Ground Unit используется для подключения одного из полюсов тестового образца к общей электрической точке измерительной системы («земле»). SMU представляет собой собственно измеряющий модуль. SMU можно сконфигурировать на работу в двух режимах: 1) задание напряжения и измерение тока и/или напряжения, 2) задание тока и измерение напряжения и/или тока. Для снятия вольт-амперной характеристики требуется установить режим 1). PreAmp используется для усиления сигнала перед его поступлением на SMU. Разъёмы, к которым подключается тестовый образец, помечены на рис. 3.2 красным цветом. Соединение зондовой станции с измерителем осуществляется с помощью коаксиальных кабелей, позволяющих существенно экранировать внешние наводки.

Программа управления системой Keithley 4200-SCS (KITE) позволяет создавать *тестовые задания* и управлять ими. Для облегчения комплексных измерений связанные общей целью тестовые задания объединяются в иерархическую структуру одного *проекта*. Мы не будем конкретизировать концепцию данной иерархической структуры, так как наш проект будет состоять из одного тестового задания — снятие вольт-амперной характеристики. В *тестовом задании* детально задаётся, каким образом KITE производит конкретный тип параметрической характеристики тестового образца, включая связанный

анализ данных и экстракцию параметров. Задаётся, какие модули будут использоваться, в каком режиме они будут работать, параметры измерений и др. Управление выполнением тестового задания производится стандартным образом: имеются кнопки запуска, остановки. Вывод данных осуществляется как в виде таблицы, так и в форме графика.

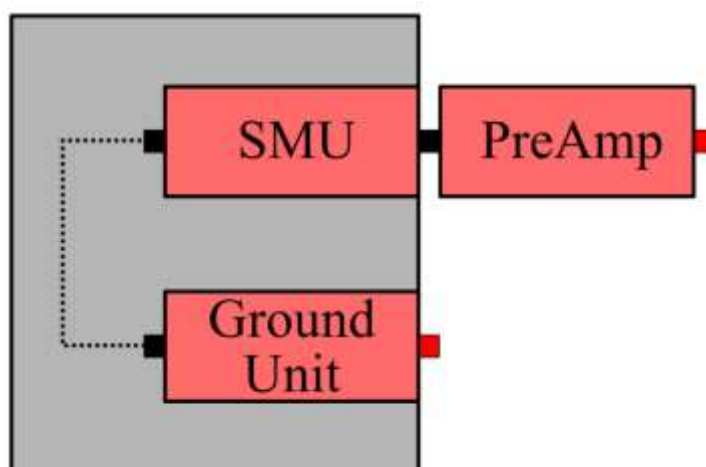



Рисунок 3.2. Упрощенная схема подключения используемых модулей системы Keithley 4200-SCS.

Порядок проведения измерения вольт-амперной характеристики с помощью системы Keithley 4200-SCS следующий:

1. Нажатием кнопки POWER на передней панели прибора осуществляется запуск управляющего компьютера. После загрузки операционной системы программа управления KITE запускается автоматически.
2. Загружается проект Metal-semiconductor_contact.kpr, расположенный по адресу C:\S4200\kiuser\Projects\Laboratory_work\Metal-semiconductor_contact.
3. Во вкладке Definition для модуля SMU1 выставляются пределы изменения (Start, Stop) и шаг перестройки (Step) напряжения.
4. Нажатием  запускается тестовое задание.
5. Данные сохраняются в файл во вкладке Sheet нажатием кнопки Save as.
6. Программа KITE закрывается, управляющий компьютер выключается.

3.3. Принцип и порядок измерения электрического отклика образца на гармоническое возбуждение

Структурная схема установки для измерения электрического отклика образца на гармоническое возбуждение представлена на рис. 3.3. Гармонический сигнал с генератора (Г) подаётся на образец. Для контроля подаваемого напряжения используется первый канал осциллографа (O1). Последовательно к образцу включён резистор с сопротивлением $R = 50$ Ом, падение напряжения на котором пропорционально току, текущему через образец, а именно $U_R = IR$. Таким образом, измеряя с помощью второго канала осциллографа (O2) напряжение на резисторе U_R , мы можем легко пересчитать его в осциллограмму тока I .

Для генерации гармонического сигнала используется генератор функций LG FG-8002. Для контроля входного и измерения выходного сигналов используется

четырёхканальный цифровой осциллограф Tektronix MDO4034C. Подключение к образцу осуществляется с помощью зондовой станции, описанной в разделе 3.1.

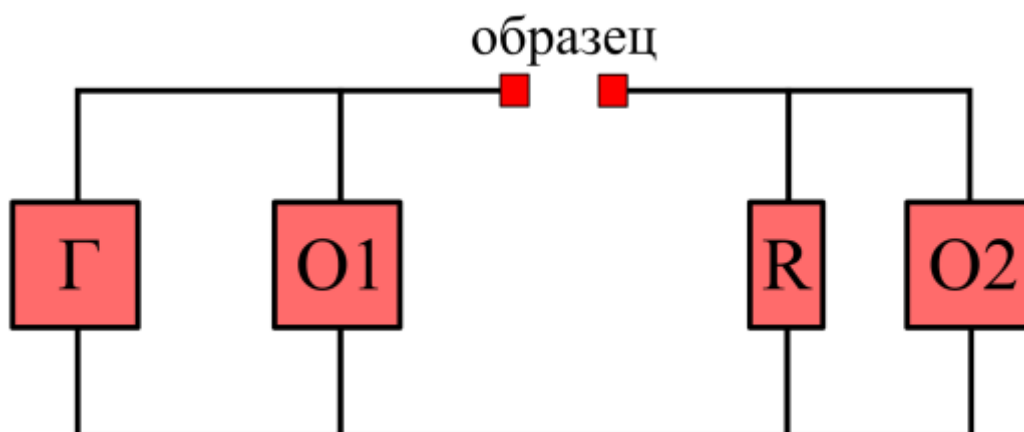


Рисунок 3.3. Структурная схема установки для измерения электрического отклика образца на гармоническое возбуждение. Г — генератор, R — резистор, O1 — первый канал осциллографа, O2 — второй канал осциллографа.

Фотография измерительного стенда представлена на рис. 3.4.

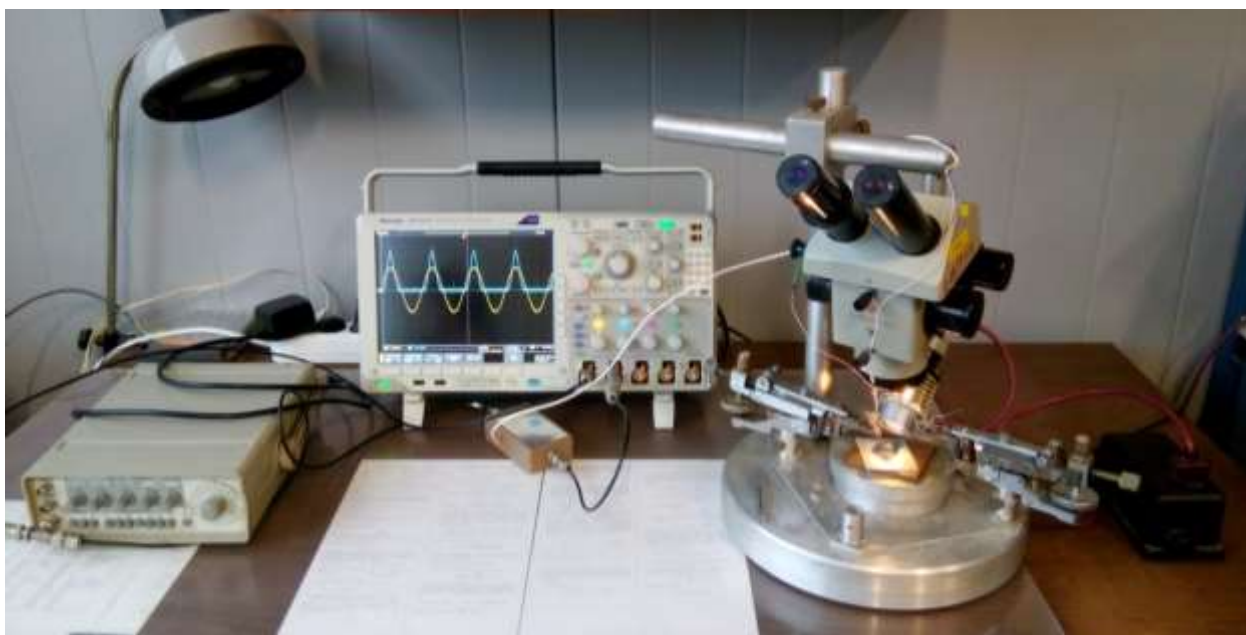
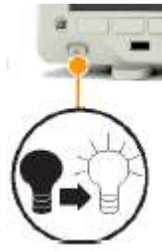


Рисунок 3.4. Фотография установки для измерения электрического отклика образца на гармоническое возбуждение.

Порядок измерения электрического отклика образца на гармоническое возбуждение следующий:

1. Включить осциллограф.



2. Нажатием соответствующих кнопок на передней панели выбрать входные каналы.



3. Выбрать «Установки по умолчанию».



4. Убедиться, что все поворотные регуляторы на передней панели генератора утоплены и находятся в среднем поворотном положении.
5. Нажатием кнопки «POWER» включить генератор.
6. Нажатием кнопки со значком \sim выбрать синусоидальную форму сигнала.
7. Выбрать частотный диапазон в соответствии с приведённой ниже таблицей.

Frequency Ranges	Desired Output Frequency
1	0.02Hz~ 2Hz
10	2Hz~ 20Hz
100	20Hz~ 200Hz
1K	200Hz~ 2KHz
10K	2KHz~ 20KHz
100K	20 KHz~ 200KHz
1M	200KHz~ 2MHz

8. Поворотом регулятора, находящегося на передней панели справа, установить частоту выходного сигнала.
9. Для установки оптимальных параметров отображения сигналов на осциллографе нажать кнопку «Autoset».



10. С помощью регулятора генератора «Amplitude» выставить необходимую амплитуду входного сигнала.
11. Вытянуть регулятор «Offset» и установить с помощью него требуемое постоянное смещение.
12. Для настройки позиции и масштаба осциллограммы по вертикали нажать соответствующую данному каналу кнопку и пользоваться поворотными регуляторами, расположенными рядом с ней.



13. Для настройки позиции и масштаба по горизонтали воспользоваться регуляторами, расположенными в области «Horizontal» передней панели.



14. В цепь измерительной установки подключается образец.
15. Измеряются параметры сигнала. Простейший способ измерения параметров сигнала осуществляется с использованием сетки окна осциллограммы с учётом выбранного масштаба.
16. После проведения измерений генератор и осциллограф следует выключить.

4. Вопросы по работе

1. Каким качеством должен обладать двухполюсник, чтобы его можно было использовать для выпрямления сигнала?
2. Что такое вольт-амперная характеристика? Схематически изобразите вольт-амперную характеристику контакта металл-полупроводник.
3. Почему вольт-амперная характеристика контакта металл-полупроводник имеет асимметричную (относительно оси ординат) форму? Дайте ответ на языке зонной теории твёрдого тела.
4. Какой метод формирования контактов металл-полупроводник был исторически первым? Какой метод позволил создавать более стабильные и повторяемые контакты?
5. Что такое зондовая станция? Какова её функция в исследовании контактов металл-полупроводник?
6. Может ли контакт металл-полупроводник иметь линейную вольт-амперную характеристику?

5. Задания по работе

1. Измерить вольт-амперную характеристику контактов алюминий (Al) – арсенид галлия n-типа (n-GaAs) с диаметром металлических контактов 500, 200 и 100 мкм в трёх различных областях образца. Данные занести в табл. 1, включая условный номер контакта, положение измеряемой области образца (зарисовать), диаметр контакта, имя файла с данными, другие необходимые комментарии. Перед проведением измерения установить следующие параметры тестового задания: Start = -1 В, Stop = 1 В, Step = 0.02 В. Подробное описание образца с рисунком расположения контактов приведено в Приложении.
2. Каждую измеренную вольт-амперную характеристику аппроксимировать кусочно-линейной функцией (рис. 2.8, а), определить начало линейно-возрастающего участка U_1 и крутизну a_1 . Полагая, что на контакт подаётся гармонический сигнал амплитуды $E = 1$ В относительно рабочей точки $U_0 = 0$ В, вычислить угол отсечки тока θ и максимальное значение тока I_m . Вычислить коэффициент постоянной составляющей α_0 и коэффициент первой гармоники α_1 . Полученные значения занести в табл. 2. Проанализировать, как соотносятся между собой параметры выходного сигнала для контактов различного диаметра и различного местоположения.
3. Для исследованных контактов измерить параметры выходного сигнала (θ и I_m) при гармоническом возбуждении с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой $E = 1$ В относительно рабочей точки $U_0 = 0$ В. Данные измерений занести в табл. 3, сопоставить с расчётными значениями из табл. 2. Объяснить расхождения.

Таблица 1. Данные измерений вольт-амперной характеристики контактов металл-полупроводник.

№ контакта	Положение	Диаметр контакта, мкм	Имя файла	Комментарии

Таблица 2. Параметры аппроксимации вольт-амперной характеристики контактов и расчётные параметры выходного сигнала.

№ контакта	U_1 , В	a_1 , А/В	θ , °	I_m , А	α_0 , А	α_1 , А

Таблица 3. Данные измерений параметров выходного сигнала.

№ контакта	θ , °	I_m , А

Приложение

Описание образца

Образец представляет собой полупроводниковую пластину со сформированными на ней металлическими контактами. Полупроводниковая пластина состоит из подложки

сильнолегированного арсенида галлия n-типа (n^+ -GaAs), на которой методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) выращен тонкий слой (~ 1 мкм) слаболегированного арсенида галлия n-типа (n-GaAs). Металлические контакты круглой формы изготовлены методами фотолитографии из осаждённого на поверхность полупроводника тонкого (~ 100 нм) слоя алюминия. Контакты структурированы в виде периодически повторяющихся ячеек, в каждой из которых присутствуют контакты разного диаметра. Рисунок ячейки с указанием размеров контактов в микрометрах представлен на рис. П1. В углах пластины сформированы *омические* (имеющие линейную, как у обычного резистора, вольт-амперную характеристику) контакты к полупроводнику с малым сопротивлением. Таким образом, для измерения вольт-амперной характеристики контактов металл-полупроводник данного образца необходимо один зонд привести в контакт с круглым алюминиевым контактом, а другой зонд — с омическим контактом в углу пластины.

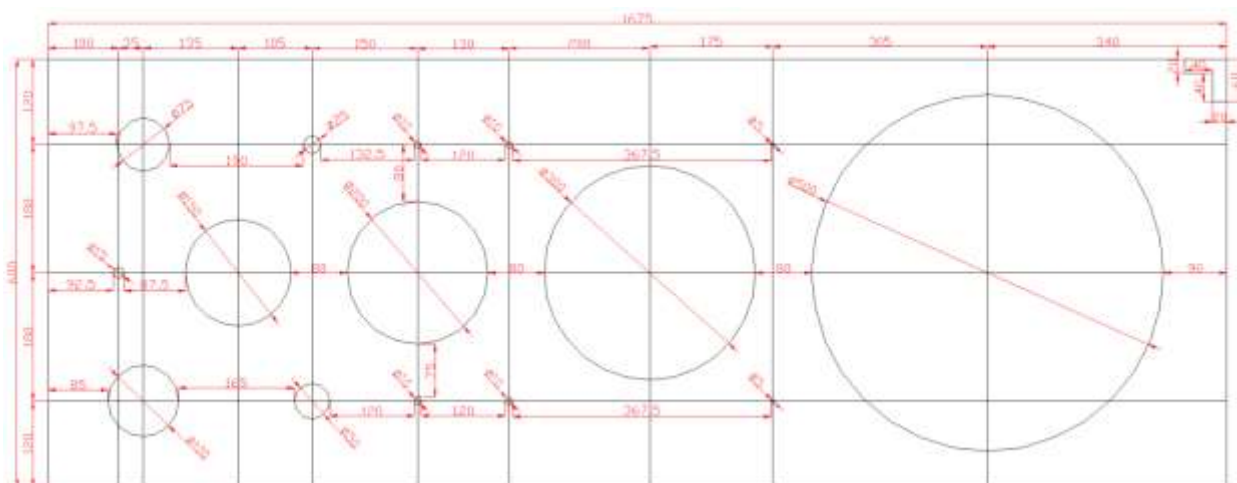


Рисунок П1. Изображение ячейки контактов с размерами в микрометрах.

Литература

1. М. Е. Левинштейн, Г. С. Симин. Барьеры (От кристалла до интегральной схемы). — Москва: «Наука», 1987, 320 с. — (Библиотечка «Квант», вып. 65.)
2. Д. В. Сивухин. Общий курс физики. Том III. Электричество. — Москва: «Наука», 1977, 704 с.
3. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. Физика полупроводников. — Москва: «Наука», 1977, 672 с.
4. Э. Х. Родерик. Контакты металл-полупроводник. — Москва: «Радио и связь», 1982, 208 с.
5. И. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. — Москва: «Радио и связь», 1986, 512 с.
6. 4200-SCS Semiconductor Characterization System Quick Start Manual. — Keithley Instruments, Inc.
7. FG-8002 Function Generator Operation Manual. — LG Precision Co., Ltd.
8. MDO4000C Series Mixed Domain Oscilloscope User Manual. — Tektronix, Inc.