

РЕСПУБЛИКА УЗБЕКИСТАН
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ

Андижанский государственный университет им. З.М.Бабура

Физико-математический факультет

Кафедра физики твердого тела

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

на тему

Изучение p-n перехода с помощью компьютера

Выполнил: студент группы 4ФЕ

Ф.Гаиров

Научный руководитель:

к-ф.м.н. Ш.Юлчиев

Андижан-2010

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

1. Полупроводники и их свойства
2. Строение атома германия
3. Кристаллическая решетка германия
4. Энергетические уровни и энергетические зоны
5. Примесная проводимость
6. Электронно-дырочный переход
7. Образование электронно-дырочного (p - n) перехода
8. Распределение потенциала и поля в p- n переходе
9. Полупроводниковые диоды
10. Основные результаты

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛИТЕРАТУРА

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие радиотехники за последние полвека обязано электровакуумным приборам. Они являлись неотъемлемой частью всякого радиотехнического устройства, и главным образом их свойствами определялись технические показатели аппаратуры.

Потребности радиосвязи, радиовещания, радиолокации, телевидения и других отраслей радиотехники стимулировали создание многих различных электровакуумных приборов, достигших к настоящему времени высокой степени совершенства. Однако в последний период, период наивысшего расцвета техники и теории электровакуумных приборов, они нашли достойных конкурентов в виде разнообразных полупроводниковых приборов. За сравнительно короткое время эти приборы нашли широкое применение в радиотехнической аппаратуре, так как обладают рядом ценных качеств: большим сроком службы, исчисляемым несколькими десятками тысяч часов, малыми габаритами, (высокой механической прочностью и незначительным потреблением энергии. Эти качества в совокупности обеспечивают повышение «надежности работы аппаратуры при одновременном сокращении расхода энергии на ее питание, веса и габаритов. К тому же в ряде случаев полупроводниковые приборы могут выполнять функции, недоступные электронным лампам.

Впервые полупроводниковый прибор — кристаллический детектор — был использован А. С. Поповым в 1900 г. в его первом радиотелеграфном приемнике. Позднее, в 20-х годах нашего столетия, О. В. Лосев открыл способность полупроводниковых диодов (кристаллических детекторов) генерировать незатухающие колебания и возможность осуществления с их помощью регенеративного приема. Однако развитие техники полупроводников было приостановлено, главным образом из-за недостаточной ясности физических основ работы полупроводниковых приборов. Вследствие этого они были вынуждены уступить временно место

электровакуумным приборам, физические основы работы которых были достаточно изучены и экспериментально обоснованы

В дальнейшем в связи с прогрессивным развитием физики и в особенности физики твердого тела был открыт ряд важных свойств полупроводников, которые позволили значительно расширить область использования полупроводниковых приборов в настоящем и оценить их роль в будущем. Теоретическим и экспериментальным исследованиям этих свойств полупроводников посвятили себя многие ученые, инженеры и изобретатели разных стран. Из наших соотечественников наибольший вклад в дело изучения полупроводников внесли О. В. Лосев, Б. И. Давыдов, Д. И. Блохинцев, А. Ф. Иоффе и др.

Период возрождения широкого применения полупроводниковых приборов в радиотехнической практике связан с началом освоения сантиметрового диапазона волн. Электронные лампы оказались негодными для использования в преобразователях частоты приемников сантиметрового диапазона волн из-за наличия больших межэлектродных емкостей и влияния времени пролета, сравнимого с периодом колебаний на СВЧ.

Полупроводниковые диоды оказались свободными от этих недостатков и поэтому быстро завоевали прочное место в качестве преобразователей колебаний СВЧ.

Ко второй половине 1948 г. многолетние работы ученых разных стран завершились созданием полупроводникового триода. Вначале были разработаны германиевые триоды с точечными контактами, позднее триоды с большой площадью контакта — плоскостные (слоистые) триоды, характеризующиеся большими отдаваемыми мощностями.

Хотя роль полупроводниковых приборов в технике растет с каждым днем, однако они во многих отношениях еще не достигли совершенства. Это объясняется тем, что свойства этих приборов изучены все же еще недостаточно, вследствие чего избавиться от ряда присущих им недостатков полностью не удастся. Эти недостатки заключаются в незначительной (по

сравнению с электронными лампами) отдаваемой мощности, в большом коэффициенте шума, в ограниченном диапазоне рабочих частот, а также в сильной температурной зависимости параметров полупроводниковых диодов и триодов.

Современные полупроводниковые диоды — это меднозакисные (купроксные), селеновые, кремниевые и германиевые диоды. Селеновые и меднозакисные полупроводниковые диоды, применяемые для выпрямления тока, по своим выпрямительным свойствам уступают германиевым диодам и к тому же обладают большими габаритами по сравнению с последними. Для выпрямления переменного тока мощностью порядка 2 *вт* в схемах радиоустройств успешно применяются точечные полупроводниковые германиевые диоды ДГ-Ц, Д-1 и Д-2, а когда нужно иметь большие мощности, используются плоскостные диоды, характеризующиеся сравнительно высокими обратными напряжениями (до 400 *в*).

Полупроводниковые триоды еще не успели приобрести массового использования в радиотехнических схемах, однако опытные разработки показывают целесообразность их внедрения в аппаратуру.

Замечательные свойства полупроводников эффективно используются также в термисторах, фотосопротивлениях, термоэлементах, фотоэлементах, в холодильных установках и других приборах, которые находят широкое применение в промышленности и быту.

Действие термистора основано на свойстве полупроводников изменять свое сопротивление с изменением температуры. Благодаря своей высокой чувствительности к температуре термисторы успешно вытесняют термометры сопротивления — болометры, изготавливаемые из металла. Термисторы находят обширное применение в технике в качестве стабилизаторов напряжения, точных измерителей температуры, для измерения мощности на СВЧ. Достоинства термисторов заключаются в их небольшой стоимости, в удобстве эксплуатации и в широком диапазоне возможного полезного использования.

Фотосопротивления — сопротивления, величина которых уменьшается от освещения, характеризуются высокой чувствительностью не только к видимому свету, но и к инфракрасным лучам. Изготавливаются они из сернистого свинца, сернистого висмута и сернистого кадмия. Фотосопротивления широко применяются для сигнализации и управления на расстоянии различными производственными процессами. Обладая высокой чувствительностью, они стабильны в работе, просты в обслуживании и имеют малые габариты.

Термоэлемент — полупроводниковый прибор, превращающий тепловую энергию в электрическую. Одно из самых первых и важных применений термоэлементов — это термоэлектрические генераторы, которые используются для питания радиовещательных приемников в районах, не имеющих электросетей.

К числу полупроводников относятся также ферриты — ферромагнетики с высокими магнитными свойствами и большим удельным сопротивлением, позволяющие получать высокие намагничивания на частотах до 1 МГц. Применение ферритовых сердечников в трансформаторах позволяет сильно сократить их размеры.

Все эти полупроводниковые приборы играют важную роль в деле автоматизации и механизации производственных процессов, в деле повышения производительности труда. Однако их важное значение заключается также в деле освобождения человека от тяжелых и однообразных работ в будущем.

В данной выпускной квалификационной работе рассматривается р-n переход в полупроводниках и состоит из введения, основная часть, заключение и список использованной литературы. В основной части освещены вопросы полупроводники и их свойства, строение атома германия, кристаллическая решетка германия, энергетические уровни и энергетические зоны, примесная проводимость, электронно-дырочный переход, полупроводниковые германиевые диоды

1. ПОЛУПРОВОДНИКИ И ИХ СВОЙСТВА

По своему удельному сопротивлению полупроводники занимают среднее положение между металлами и изоляторами (диэлектриками). Другими словами, полупроводник проводит электрический ток хуже, чем металл, но лучше, чем изолятор. Кроме того, полупроводники отличаются от металлов сильной зависимостью величины удельного сопротивления от температуры. С повышением температуры удельное сопротивление полупроводника падает, в то время как у металла наблюдается обратное явление. Следовательно, металлы и полупроводники имеют разные по знаку температурные коэффициенты (у металла—положительный, у полупроводника — отрицательный).

Чтобы получить более полное представление о различии в строении и в свойствах металлов и полупроводников и понять физические явления, происходящие в полупроводниках, необходимо кратко остановиться на строении атома вещества и на понятии «энергетические уровни».

2. СТРОЕНИЕ АТОМА ГЕРМАНИЯ

Типичным представителем полупроводников является германий, на основе которого построено большинство современных полупроводниковых приборов. Поэтому целесообразно изложить все основные свойства полупроводников на его примере.

Свойства электропроводности веществ заложены в их атомной структуре. Чтобы понять, почему различные вещества проводят электрический ток, необходимо прежде всего получить ясное представление о строении их атомов.

Атом вещества включает в себя ядро, окруженное электронами. Ядро состоит из положительно заряженных частиц — протонов и нейтральных

частиц — нейтронов. Заряд ядра, определяемый числом протонов, положителен. Вокруг ядра по замкнутым орбитам вращаются электроны. Орбиты с электронами образуют электронные оболочки атома. Заряд электрона по абсолютной величине равен заряду протона. Суммарный заряд электронов всех оболочек равен положительному заряду ядра, вследствие чего в нормальных условиях заряд атома вещества равен нулю, т. е. атом электрически нейтрален. Количество электронов вокруг ядра определяет атомный номер элемента в таблице Менделеева. При этом каждому элементу присуще вполне определенное, характерное только для него расположение электронов вокруг ядра.

Германий, атомный номер которого 32, характеризуется наличием четырех электронных оболочек, содержащих 32 электрона. В первой ближайшей к ядру оболочке имеется 2, во второй — 8, в третьей—18 и в четвертой — 4 электрона (рис. 1). Электроны трех внутренних оболочек являются «устойчивыми» и не принимают участия в химических реакциях. Электроны, расположенные на внешней оболочке, связаны с ядром атома слабо. Они называются внешними, или валентными, так как определяют валентность данного элемента — способность его атомов вступать в химическую связь с определенным числом других атомов. Так, валентность германия, имеющего во внешней оболочке 4 электрона, равна четырем.

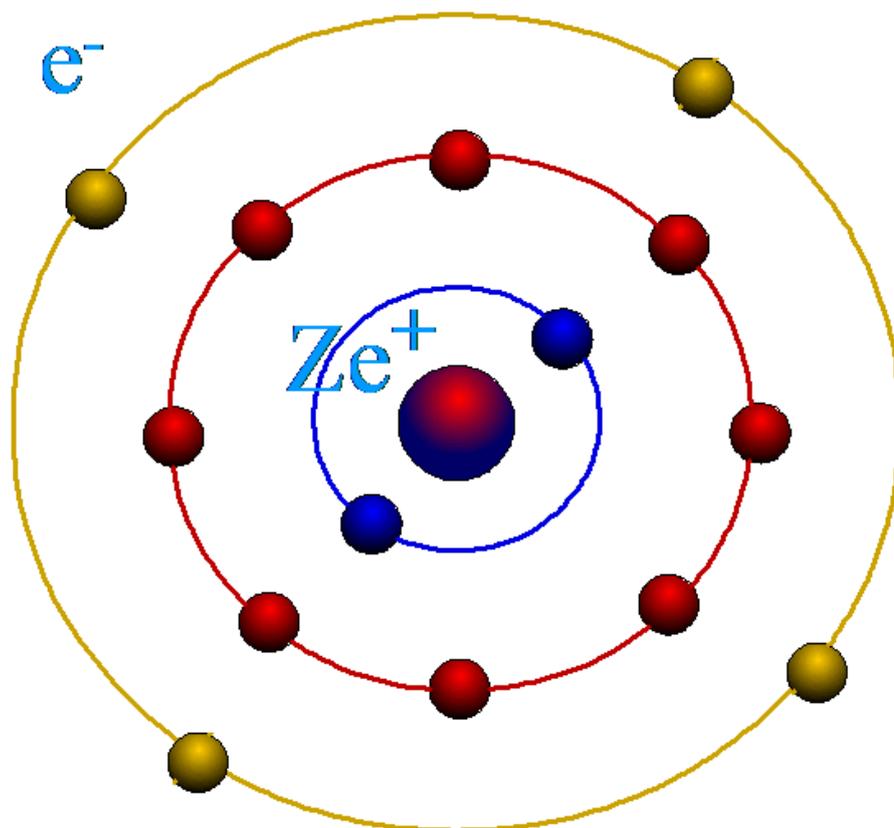


Рис. 1 Распределение электронов вокруг ядра атома германия.

При сближении данного атома с другим атомом, вследствие слабой связи со своим ядром, валентные электроны легко взаимодействуют с валентными электронами другого атома, образуя с ним химическую связь. Такая связь атомов с помощью собственных электронов получила название электровалентной связи. Способность атома отдавать или принимать электроны называется ионизацией атома. Она может возникнуть только при сообщении оболочке атома некоторой вполне определенной энергии (в форме тепла, путем бомбардировки какими-либо частицами, при воздействии внешнего электрического поля и т. п.). Наименьшая энергия требуется для освобождения электронов, расположенных во внешней оболочке атома.

3. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА ГЕРМАНИЯ

Германий, кремний и многие другие представители класса полупроводников являются кристаллическими веществами, т. е. характеризуются закономерным, единым во всем объеме вещества расположением атомов. Атомы образуют кристаллическую решетку, состоящую из отдельных элементарных ячеек.

Кристаллическая решетка германия (а также и кремния) подобна решетке алмаза (рис. 2,а). Для нее характерна кубическая форма элементарной ячейки, содержащей 8 атомов. Каждый атом германия (например, атом 5 на рис. 2,а) находится на одинаковом расстоянии от четырех соседних атомов решетки (атомов 1, 2, 3, 4) и образует с ними двухэлектронные валентные связи (известные как наиболее устойчивые). Эти четыре атома располагаются в вершинах правильного тетраэдра, в центре которого находится данный атом (рис. 2,в).

Места кристаллической решетки, где располагаются атомы, называются узлами решетки. Кристаллы, в которых все узлы заняты, все атомы связаны между собой двухэлектронными связями и не содержащие атомов других веществ, называются абсолютными кристаллами. В природе абсолютных кристаллов не существует, и чистые кристаллы германия получают путем ряда сложных технологических операций.

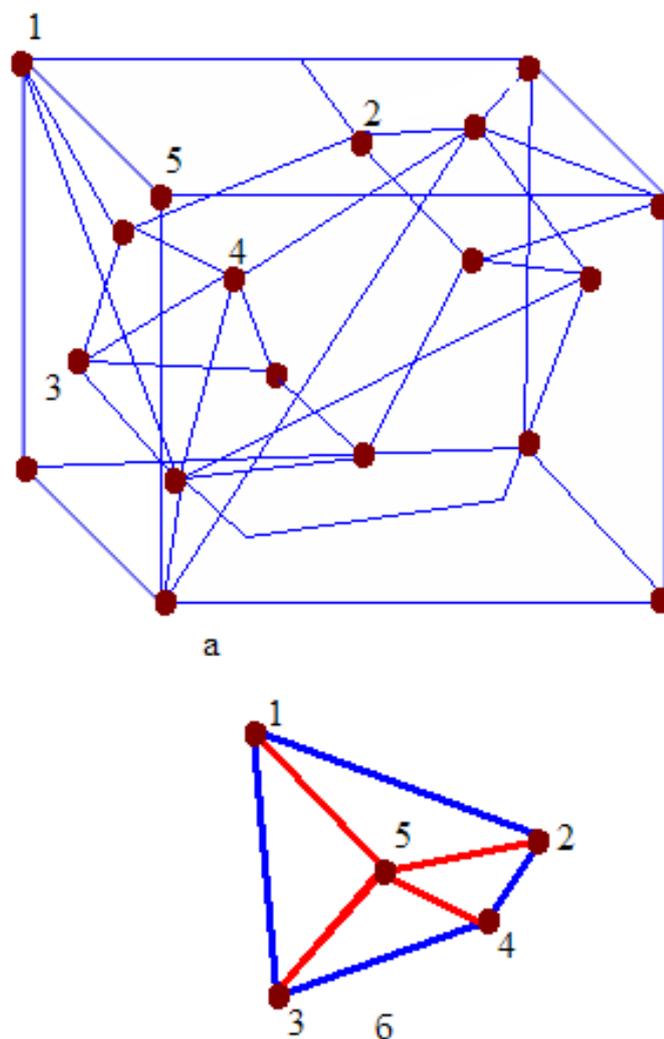


Рис. 2. Кристаллическая решетка гермения а-структура решетки, б-тетраэдр с пятью атомами в вершинах

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ

Объяснение явлений, наблюдаемых в полупроводниках, возможно на основе законов квантовой механики. Квантовая механика описывает законы движения электронов в твердом теле и их взаимодействие с кристаллической решеткой.

Согласно законам квантовой механики каждый электрон в атоме вещества может занимать только определенный энергетический уровень, т. е. иметь

вполне определенное значение энергии. Все остальные энергетические уровни для данного электрона являются невозможными, или, как их принято называть, запрещенными. Это означает, что электрон, находясь в определенном месте атома, несет вполне определенную энергию — не более и не менее определенной величины. Переход электрона со своего места на место другого электрона возможен при условии, что оно окажется свободным, и только при сообщении данному электрону или отдачи им вполне определенной энергии.

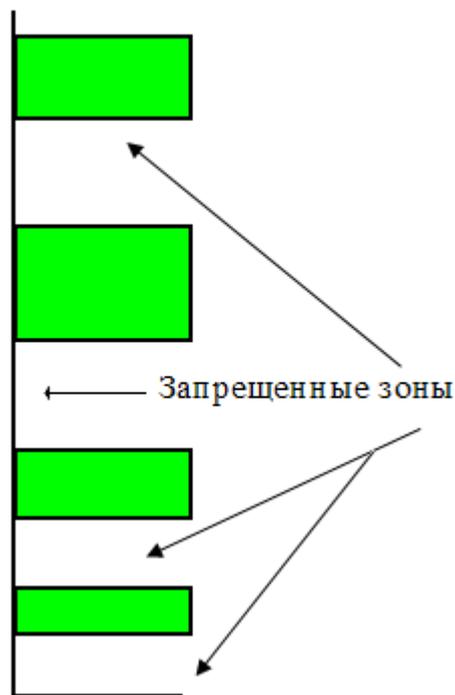


Рис 3. Энергетические уровни электронов атома и кристалла германия

На рис. 3 показаны графически энергетические уровни электронов одного атома германия. Энергетические уровни электронов каждой оболочки в совокупности составляют разрешенные зоны. Между разрешенными зонами отдельных оболочек располагаются запрещенные зоны, содержащие такие энергетические уровни, которые электроны атома германия иметь не могут.

При образовании кристалла из большого количества связанных атомов энергетические уровни отдельных атомов несколько сдвигаются. В результате каждый электрон имеет в кристалле свой, только >ему

присущий определенный уровень энергии, не совпадающий с уровнем энергии, занимаемым электроном в свободном атоме. Вследствие большого числа энергетических уровней в кристалле и малого различия между ними эти уровни сливаются в непрерывные широкие разрешенные энергетические зоны, разделенные запрещенными зонами (рис. 3). Как и в отдельном атоме, для перемещения электрона из одной разрешенной зоны кристалла в другую, например из нижней в верхнюю, ему нужно сообщить определенную энергию, необходимую для преодоления запрещенной зоны.

Как уже указывалось, наименьшей энергией ионизации обладают электроны внешней (валентной) оболочки германия, которые и определяют электропроводность чистого германия. Энергетические уровни внешних валентных электронов образуют валентную, или заполненную, зону. В этой зоне электроны находятся в устойчивом (связанном) состоянии. Чтобы освободить какой-либо электрон этой зоны, необходимо приложить к нему некоторую энергию. Следовательно, электроны, находящиеся в свободном состоянии, занимают более высокие энергетические уровни. Зона более высоких энергетических уровней, расположенная выше валентной зоны и отделенная от нее запрещенной зоной, объединяет незаполненные или свободные энергетические уровни и называется зоной проводимости, или зоной возбуждения. Ширина запрещенной зоны, которую должен преодолеть электрон, чтобы перейти из устойчивого состояния (из заполненной зоны) в свободное состояние (в зону проводимости), является одним из главных критериев разделения твердых тел на металлы, полупроводники и изоляторы.

Для обоснования этого утверждения рассмотрим распределение разрешенных и запрещенных зон для металлов, ПОЛУПРОВОДНИКОВ и изоляторов, изображенное схематически на рис. 4.

Высокая ПРОВОДИМОСТЬ металлов объясняется отсутствием запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости и наличием при обычной температуре достаточного количества электронов в зоне проводимости.

Чтобы вызвать проводимость полупроводника, т. е. перевести некоторое количество электронов из валентной зоны в зону проводимости, необходимо преодолеть запрещенную зону, т. е. сообщить электронам внешней оболочки я тома эи^птию не меньшую, чем ипипина запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны германия — 0,72 эв. кремния — 1,11 эв. Значительная ширина запрещенной зоны изоляторов — порядка 1,5 эв— объясняет практическое отсутствие электропроводности этого класса веществ. (эв-сокращенное обозначение единицы электроновольт). Один электроновольт соответствует энергии, необходимой для преодоления одним электроном разности потенциалов в один вольт.

Так как энергия, необходимая для получения электропроводности в полупроводнике — 0,72 эв — все-таки довольно значительна, то при комнатной температуре практически чистый полупроводник является по существу изолятором. Однако за счет энергии тепловых колебаний кристаллической решетки (особенно, если в ней содержатся примеси, т. е. атомы посторонних веществ) отдельные электроны отрываются от своих мест, становятся свободными и беспорядочно перемещаются внутри решетки. Если приложить к полупроводнику внешнее электрическое поле, то движение



Рис. 4. Энергетические уровни металла, полупроводника и изолятора

электронов становится направленным вдоль линий поля. Кроме электронов, в полупроводнике движутся также «дырки», о которых мы расскажем несколько позднее. Электроны и дырки в дальнейшем будем называть носителями тока. Электропроводность, характеризуемая движением равного количества (В единице объема электронов и дырок, получила название собственной электропроводности, и наличие такой электропроводности у твердых тел является основанием для того, чтобы именовать их полупроводниками—материалами, плохо проводящими электрический ток.

Собственная электропроводность практически чистого полупроводника за счет перехода электронов из заполненной зоны в зону проводимости может быть повышена путем приложения к нему достаточно сильного внешнего электрического поля или нагреванием его до высокой температуры. Однако

работа большинства современных полупроводниковых приборов при наступлении режима собственной проводимости полупроводника нарушается. Поэтому для изготовления полупроводниковых приборов применяют полупроводники с возможно большей температурой наступления собственной проводимости.

5. ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Действие практически применяемых полупроводниковых диодов и триодов основано на примесной проводимости полупроводников, каковая осуществляется путем введения в кристаллическую решетку полупроводника атомов других веществ — примесей.

Так как электропроводность вещества определяется концентрацией электронов и дырок (количеством их в единице объема, например в 1 см^3) и их средней скоростью движения, то введение атомов примесей, создающих дополнительные носители тока (электроны или дырки) вызывает существенное повышение электропроводности полупроводника.

Введение атомов примесей в кристаллическую решетку германия приводит к созданию дополнительных энергетических уровней, число которых определяется числом атомов примесей. Эти дополнительные энергетические уровни, известные под названием донорных и акцепторных, образуются в запрещенной энергетической зоне полупроводника.

Донорные примеси. Донорные энергетические уровни возникают при введении в кристаллическую решетку германия атомов мышьяка, сурьмы или других веществ, атомы которых имеют на внешней электронной оболочке по пять валентных электронов. На рис. 5 дано плоскостное изображение части кристаллической решетки германия с введенным в нее пятивалентным атомом мышьяка. Он замещает (занимает место) одного из атомов германия в кристаллической решетке, образуя двухвалентные связи (обмениваясь электронами) с соседними четырьмя атомами германия. В

каждой из этих связей участвует один электрон внешней оболочки атома мышьяка и один атом внешней оболочки атома германия. Две прямые линии, соединяющие на рисунке два соседних атома, символически показывают эти двухэлектронные валентные связи (каждая линия изображает связь с помощью одного электрона).

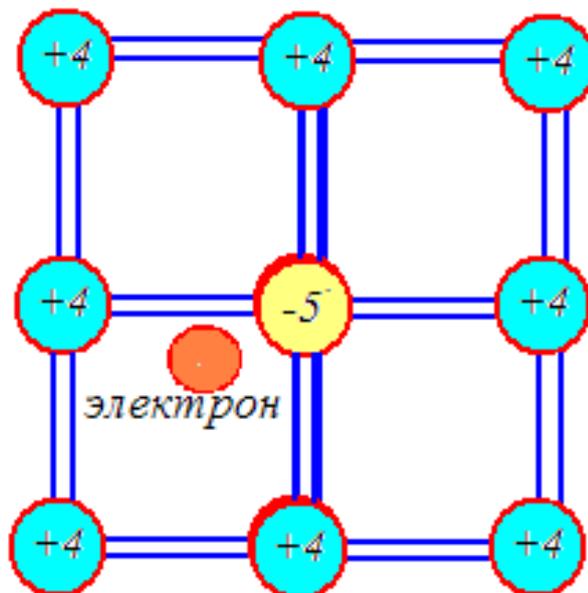


Рис. 5. Донорная примесь в кристаллической решетке германия

Пятый валентный оказывается «лишним», при затрате некоторой небольшой энергии может оторваться от этого атома, превращая его в положительный ион, и перейти в зону проводимости. Таким образом, примесные атомы отдают электроны, т. е. являются донорами электронов, *Валентная зона Энергия Зона проводимости Акцепторы* что и объясняет, название «донорные примеси». Энергия, необходимая для освобождения этого электрона атома донорной примеси, составляющая доли электро-новольта, меньше ширины запрещенной зоны полупроводника. Поэтому донорные примесные уровни обычно располагаются в запрещенной зоне вблизи края зоны проводимости (рис. 6,а). Так как энергия E_g , необходимая для освобождения электронов примесных атомов, намного меньше энергии возбуждения собственной проводимости германия E_3 , то количество электронов, поступающих в зону проводимости от атомов

примеси, будет значительно превышать количество свободных собственных электронов полупроводника.

Итак, при введении в кристалл германия донорных примесей в нем образуются положительные ионы примеси и свободные электроны, способные образовывать электрический ток.

В этом случае проводимость осуществляется главным образом электронами. Поэтому такая проводимость получила название электронной.

Акцепторные примеси. Акцепторные энергетические уровни возникают при введении в кристаллическую решетку германия атомов индия, галлия или других трехвалентных элементов. Атом акцептора также занимает место в кристаллической решетке, но обменивается с соседними четырьмя атомами германия только тремя электронами (рис. 7).

На образование двухэлектронной связи -с одним из соседних атомов германия у атома мышьяка не хватает одного электрона (на рисунке отсутствует одна линия атомами), т. е. между этими двумя атомами получается незаполненная валентная связь, или, как ее принято называть в теории полупроводников, дырка.



Рис. 6. Энергетические уровни полупроводников с донорными и акцепторными примесями

Электрон, принадлежащий одному из соседних атомов германия и находящийся в валентной зоне энергетических уровней, под действием теплового движения может перескочить в незаполненную валентную связь, превращая атом примеси в отрицательный ион. Вследствие этого в валентной зоне возникает другая незаполненная связь, которая заполняется электроном другого соседнего атома, в свою очередь вызывающая появление новой дырки.

Таким образом, в результате рекомбинации дырки электроном (процесса заполнения незаполненной валентной связи электроном) происходит непрерывное исчезновение и возникновение по соседству незаполненных связей. Этот процесс называют перемещением дырок внутри кристалла от

атома к атому.

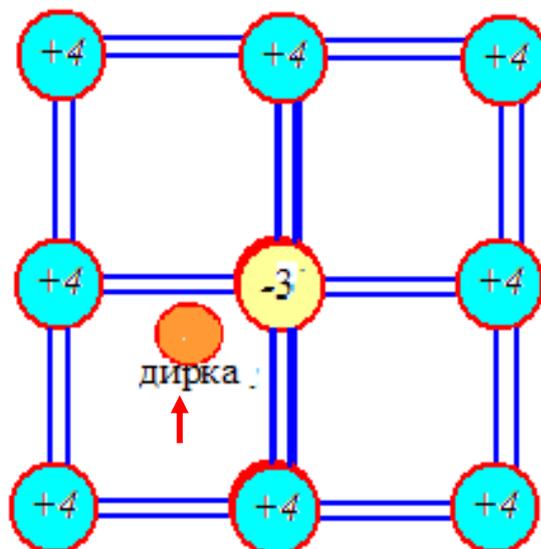


Рис. 7. Акцепторная примесь в кристаллической решетке германия

Скорость перемещения дырки в два раза меньше, чем скорость перемещения электрона, а направление перемещения соответствует направлению движения положительного заряда. Можно считать, что дырка — это частица с массой, равной массе электрона, и с зарядом, равным заряду электрона, но обратного знака.

В отличие от электронов дырки обладают конечным временем существования до рекомбинации, которое для монокристалла¹ германия имеет порядок нескольких микросекунд. Расстояние, которое может пройти дырка до рекомбинации, определяется как произведение средней скорости ее перемещения на время существования (время жизни).

Монокристалл — однородный кристалл, в котором практически отсутствуют нарушения однородности кристаллической решетки (в виде трещин и посторонних вкраплений).

Энергия, необходимая для перехода электрона на внешней оболочки атома в незаполненную связь акцепторных примесей, измеряется сотыми долями электроно-вольта. Поэтому акцепторные уровни обычно располага-

ются в нижней части запрещенной зоны вблизи заполненной зоны (рис. 6,6).

Итак, зона акцепторных уровней, способная принимать электроны из валентной зоны, способствует возникновению в этой зоне носителей тока положительного знака—дырок. Возникающая в этом случае проводимость определяется движением дырок и поэтому получила название дырочной проводимости.

В соответствии с наличием двух типов проводимости существуют и два типа полупроводников: полупроводники с дырочной проводимостью и полупроводники с электронной проводимостью. Первые сокращенно называют полупроводниками *p*-типа (*p*— первая буква французского слова *positive* — положительный), а вторые — полупроводниками *n*-типа (*n*— первая буква слова *negative* — отрицательный).

Основными носителями тока в полупроводниках первого типа являются дырки, в полупроводниках второго типа — электроны. Но в каждом из этих полупроводников есть и носители противоположного знака — неосновные носители тока. Хотя они содержатся в полупроводниках в небольших количествах, но существенно влияют на свойства полупроводниковых триодов.

6. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

Возьмем пластинку, вырезанную из монокристалла германия, одна часть объема которой *n* (рис. 8) содержит донорную примесь, т. е. обладает электронной проводимостью, а другая *p*— акцепторную примесь, т. е. обладает дырочной проводимостью.

На границе этих двух объемов с различными типами проводимости образуется так называемый *p-n* переходный запирающий слой, обладающий высоким сопротивлением электрическому току, когда к этому слою прикладывают напряжение, в одном направлении и «незначительным

сопротивлением — в другом. Это свойство р-я-лерехода лежит в основе действия полупроводниковых диодов и триодов.

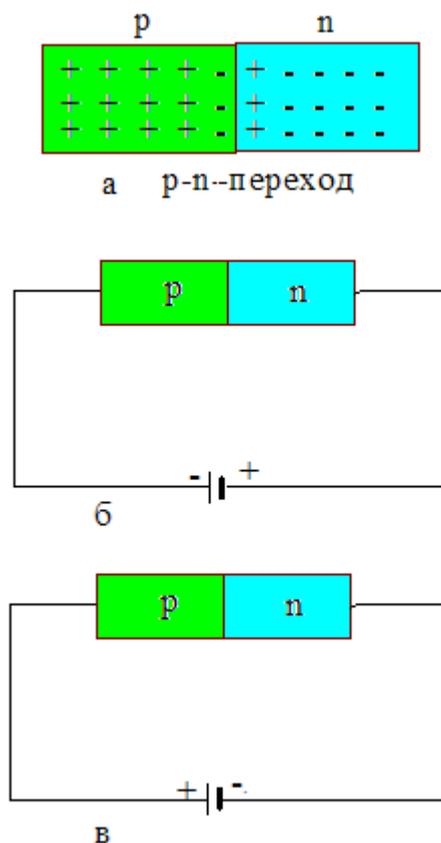


Рис. 8. р-п-переход: а — распределение носителей тока в р-п-переходе в отсутствие внешнего напряжения; б — ток через р-п-переход мал; в — через р-п-переход течет большой ток

В условиях теплового равновесия, когда к р-«-перехо-ду не приложено внешнее напряжение, дырки из р-области стремятся диффундировать («просачиваться») в «-область (аналогично и электроны стремятся диффундировать в обратном направлении). Вследствие перехода дырок в «-область происходит накапливание их вблизи границы двух областей, сопровождаемое ростом положительного потенциала. Накапливание электронов с другой стороны границы областей приводит к росту здесь отрицательного потенциала. В результате этого между р- и «-областями возникает разность потенциалов. В некоторый момент времени поле,

создаваемое этой разностью потенциалов, возрастает настолько, что переход дырок в «-область и электронов в р-об-ласть практически прекращается. В результате диффузии дырок и электронов на границе р- и «-областей возникает слой, образованный пространственным зарядом дырок в «-области и электронов в р-области (рис. 8,а). Теперь уже в «-область могут проникнуть только те дырки, энергия которых достаточна для преодоления поля граничного слоя (то же самое относится и к электронам «-области).

Дырки из «-области, где они являются неосновными носителями, напротив, легко переходят в р-область, так как поле на границе со стороны «-области, возникшее за счет диффузии, благоприятствует этому переходу. Так как в условиях теплового равновесия результирующий ток через переход должен быть равен нулю, то количество диффундирующих через переход основных и неосновных носителей одинаково.

Итак, в «-области вблизи ее границы с р-областью скапливаются положительные заряды, или, как говорят, возникает обеднение основными носителями — электронами, а в р-области вблизи границы с «-областью скапливаются отрицательные заряды, в результате чего происходит обеднение дырками. Эта граничная область с пониженной концентрацией основных носителей обладает повышенным сопротивлением для тока и носит название запорного слоя, или потенциального барьера.

Посмотрим теперь, что происходит при подключении к переходу внешнего источника напряжения. Пусть отрицательный полюс батареи подключен к р-области, а положительный — к «-области (рис. 8,б). При такой полярности включения батареи сопротивление р-«-перехода еще больше возрастает, так как приложенное напряжение усиливает существующее на переходе поле, способствуя еще большему обеднению граничного слоя основными носителями тока. Вследствие этого количество электронов «-области и дырок р-области, обладающих энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, уменьшается и, следовательно,

уменьшается поток основных носителей из одной области в другую. Уже при напряжении батареи порядка нескольких десятых долей вольта ток через переход практически равен нулю. Однако поток неосновных носителей разных знаков в обе стороны от граничного слоя остается практически неизменным. Следовательно, в этом случае р-«-переход пропускает небольшой «обратный» ток, т. е. ведет себя как высокое сопротивление.

При изменении полярности включения батареи (рис. 8,в) в р-«-переходе возникает электрическое поле, направленное навстречу существующему полю на границе «- и р-областей. Вследствие этого увеличивается количество основных носителей, способных преодолеть потенциальный барьер, сопротивление перехода уменьшается, ток через переход возрастает. Резкое увеличение тока наблюдается уже при напряжении батареи порядка 1 в.

Направление тока, создаваемого основными носителями, т. е. тока, соответствующего низкому сопротивлению перехода, «называется прямым, или пропускным, направлением. Противоположное направление тока является обратным, или запорным (ток, образуемый неосновными носителями).

Итак, р-п-переход обладает явно выраженными выпрямительными свойствами.

7. Образование электронно-дырочного (р - п) перехода

Рассмотрим физическую картину образования р - п перехода. Пусть имеется кристалл полупроводника электронного типа проводимости, в котором донорная примесь, с концентрацией N_d , распределена равномерно по всему объему. Пусть через одну из граней кристалла проведена диффузия акцепторной примеси с концентрацией N_a , причем $N_a \gg N_d$, (см. рис 9.). После такой диффузии, объем полупроводника будет раз-делен на две области с различными типами проводимости. Действительно, во всей области $0 < x < x_1$ концентрация дырок равна $p = N_a - N_d$, а концентрация электронов равна N_d . Так как $N_a \gg N_d$, то

основными носителями заряда здесь являются дырки. В области $x > x_1$ концентрация дырок мала, $N_a \ll N_d$, а концентрация электронов равна $n = N_d$, значит, эта область обладает проводимостью n типа, т.е. основными носителями заряда здесь являются электроны. Другими словами, вблизи плоскости $x = x_1$ формируется переход от p к n области, т.е. формируется p - n переход. Концентрации электронов и дырок по обе стороны от плоскости $x = x_1$ значительно различаются. В момент формирования перехода, электроны, из области с большей концентрацией, диффундируют в область с меньшей концентрацией.

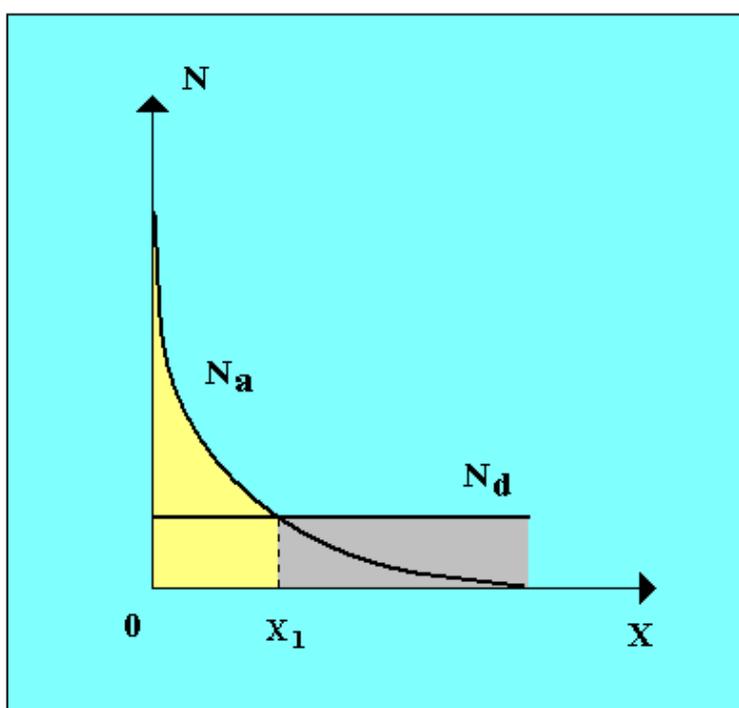


Рис. 9. Образование p-n перехода.

При этом в n-области, вблизи плоскости $x = x_1$, число свободных электронов становится меньше числа ионизированных доноров. Это приводит к нарушению условия электронейтральности и к образованию не скомпенсированного положительного заряда, обусловленного ионизированной донорной примесью. В свою очередь дырки из области p, из объема прилегающего к плоскости $x = x_1$, диффундируют в область n. Это приводит к формированию в p области некомпенсированного

отрицательного заряда ионизированных акцепторов. Таким образом, на границе раздела p и n областей формируется двойной электрический слой (рис.10.) , обусловленный зарядом ионизированных примесей. Электрическое поле, создаваемое этим слоем, препятствует дальнейшей диффузии подвижных носителей заряда. Однако это поле вызывает дрейфовый ток не основных носителей заряда, который направлен противоположно диффузионному току. В отсутствие внешнего напряжения, в состоянии равновесия, результирующий ток через переход - равен нулю. Это означает, что силы электрического поля и силы определяющие диффузию носителей заряда, уравниваются друг друга в любом сечении полупроводника. После прекращения процесса диффузии носителей заряда, $p - n$ переход находится в состоянии термодинамического равновесия. Распределение концентраций свободных электронов и дырок по толщине p и n областей в состоянии

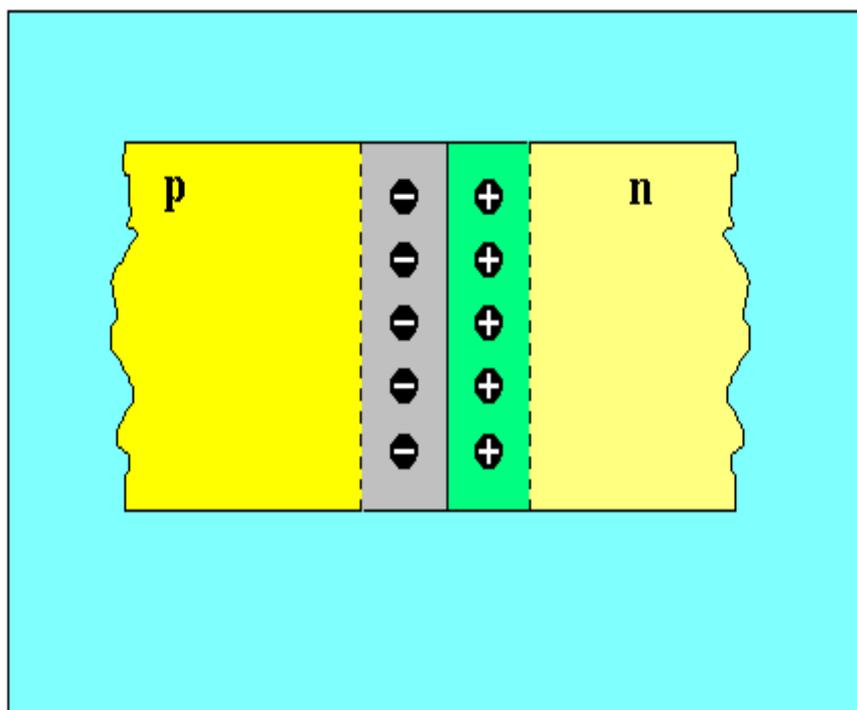


Рис. 10. Образование двойного электрического слоя на границе раздела p и n областей.

равновесия и энергетическая зонная диаграмма p - n перехода показаны на рисунке 11. На этом же рисунке показан потенциальный барьер, высотой φ_0 , образующийся на границе раздела p и n областей. Рассмотрим величину потенциального барьера более подробно. В состоянии термодинамического равновесия уровень Ферми любой системы есть величина постоянная. Это, что если p-n переход находится в состоянии термодинамического равновесия, то уровни Ферми в p и n областях находятся на одной высоте (рис. 11. а). Концентрация электронов в n области равна:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (1)$$

Примем за нулевое значение энергию, соответствующую дну зоны проводимости n области, т. е. $E_c = 0$, тогда

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2)$$

откуда получим выражения для энергии уровня Ферми в n области, связывающее между собой температуру, эффективную плотность состояний и концентрацию свободных электронов в зоне проводимости полупроводника n-типа проводимости:

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

или

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (3)$$

Концентрация дырок в области p может быть выражена так:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (4)$$

откуда получим выражения для энергии уровня Ферми в р области

$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (5)$$

Учитывая, что за нулевое значение принята энергия дна зоны проводимости, получим высоту потенциального барьера, возникающего на границе раздела р и n областей:

$$\varphi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

Далее, используя выражения (2) и (4), получим значение φ_0 :

$$\varphi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (7.6)$$

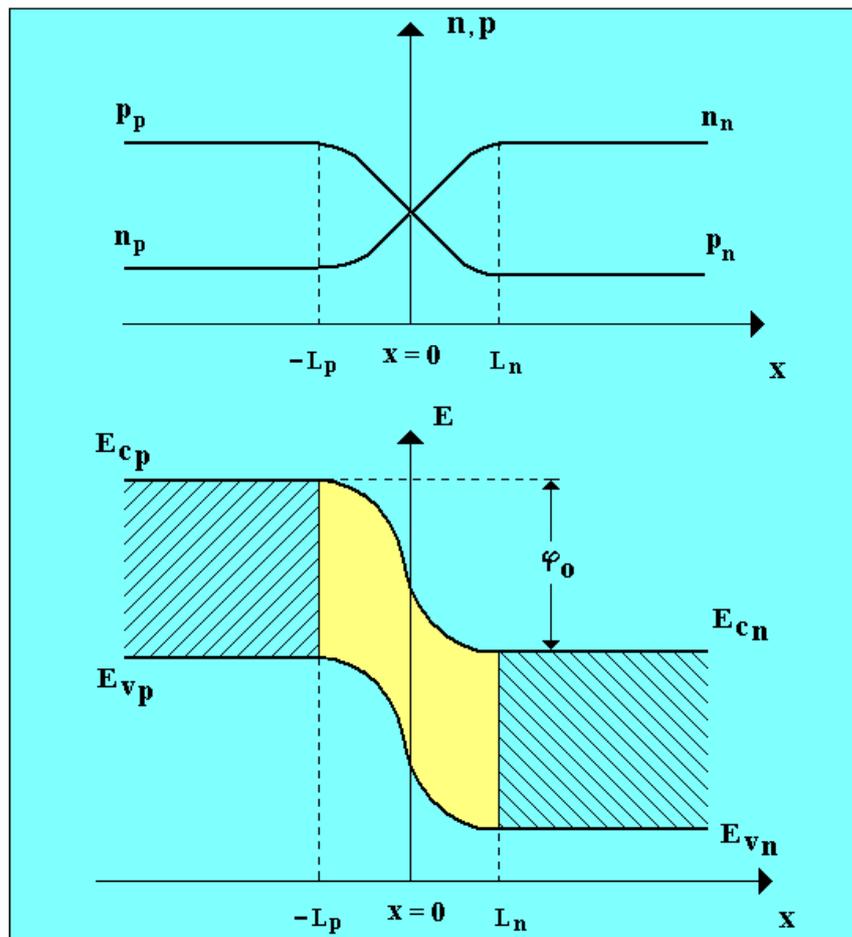


Рис. 11. Распределение концентрации носителей заряда по толщине р-п перехода и образование потенциального барьера.

Из полученного выражения (6) видно, что высота потенциального барьера р-п (см. рисунок 12) перехода определяется типом материала и соотношением концентраций свободных носителей заряда в р и п областях.

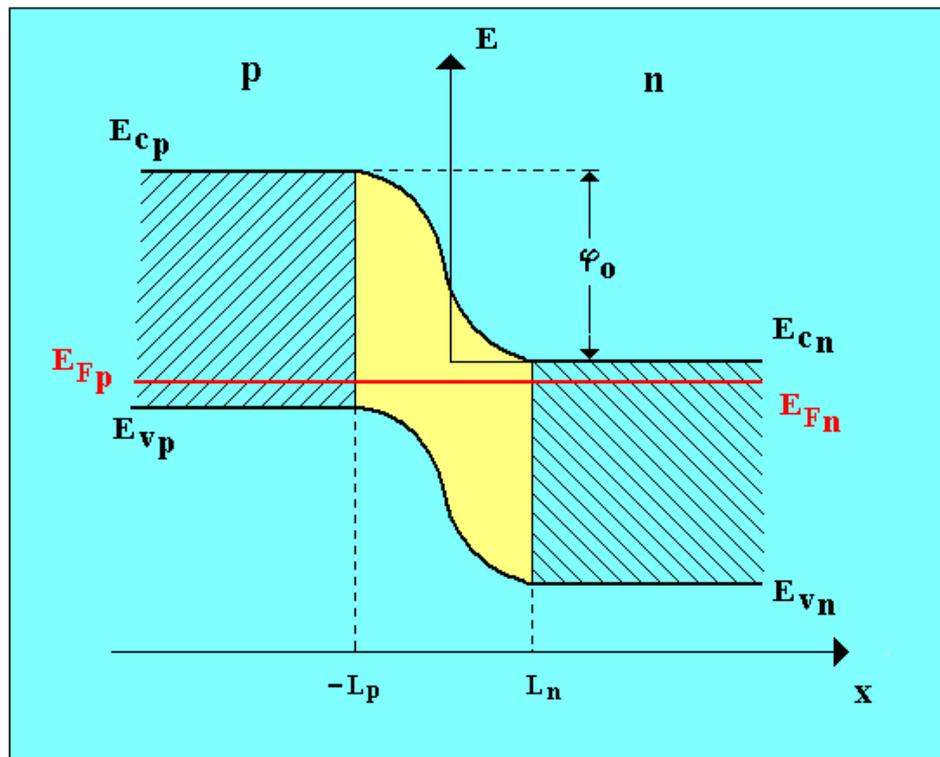


Рис. 11. Энергетическая диаграмма р-п перехода в состоянии равновесия.

8. Распределение потенциала и поля в р- n переходе

Рассмотрим р-п переход образованный при контакте двух полупроводников электронного и дырочного типов проводимости. Пусть концентрация донорной примеси в п области равна - N_d , а концентрация акцепторной примеси в р области равна - N_a . При этом концентрация свободных электронов в п области равна n_n , а концентрация свободных дырок в р области равна p_p . Примем, что переход находится при достаточно высокой температуре, значит вся примесь в обеих областях полностью ионизирована, и выполняется условие $N_d = n_n$ и $N_a = p_p$. Энергетическая зонная диаграмма такого перехода приведена на рисунке (4) Здесь E_{c_p} и E_{c_n} - дно зоны проводимости в р и п областях перехода; E_{v_p} и E_{v_n} - потолок валентной зоны в р и п областях соответственно. Потенциальный барьер φ_0 между р и п областями, обусловленный диффузионным потенциала-лом, приводит к формированию объемных зарядов - qN_a , толщиной L_p в

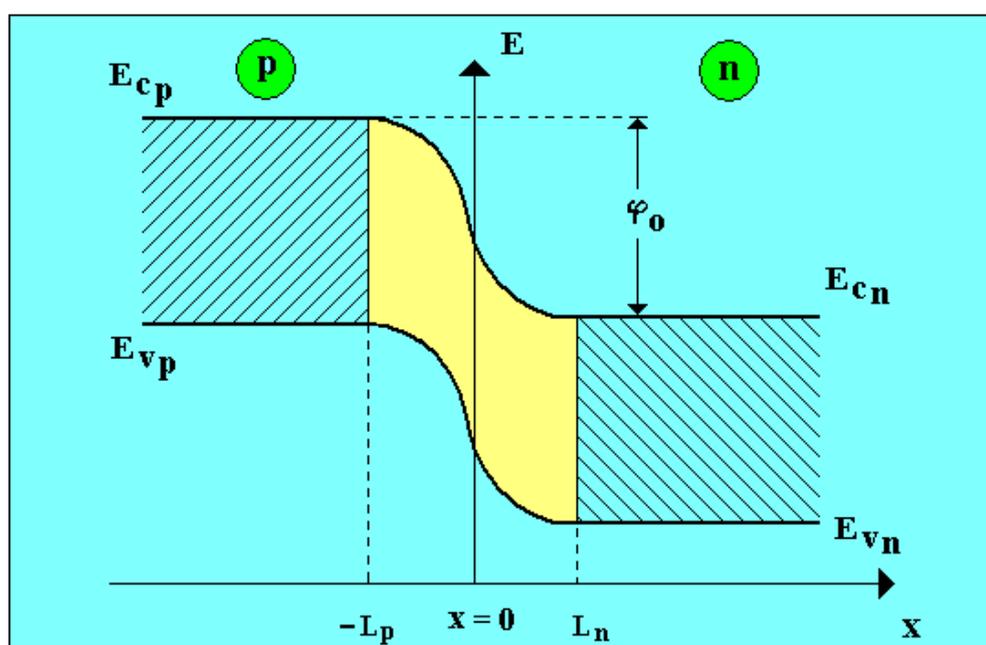


Рис. 12. Энергетическая диаграмма p-n перехода.

p - области и qN_d , толщиной L_n , в n - области перехода (Рис. 12). При этом, если концентрации электронов и дырок в обеих областях p - n перехода равны, т.е. $p_p = n_n$, то $L_p = L_n$. Плотность объемного заряда (заряда приведенного к единице объема), в n области может быть выражена так:

$$\rho = qN_d = qn_n \quad \text{при} \quad 0 < x < L_n \quad (7)$$

Плотность объемного заряда в p области равна

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_p \quad \text{при} \quad -L_p < x < 0 \quad (8)$$

Связь между потенциалом и плотностью объемного заряда находится из уравнения Пуассона для обеих областей перехода:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{если} \quad 0 < x < L_n \quad (9)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{если} \quad -L_p < x < 0 \quad (10)$$

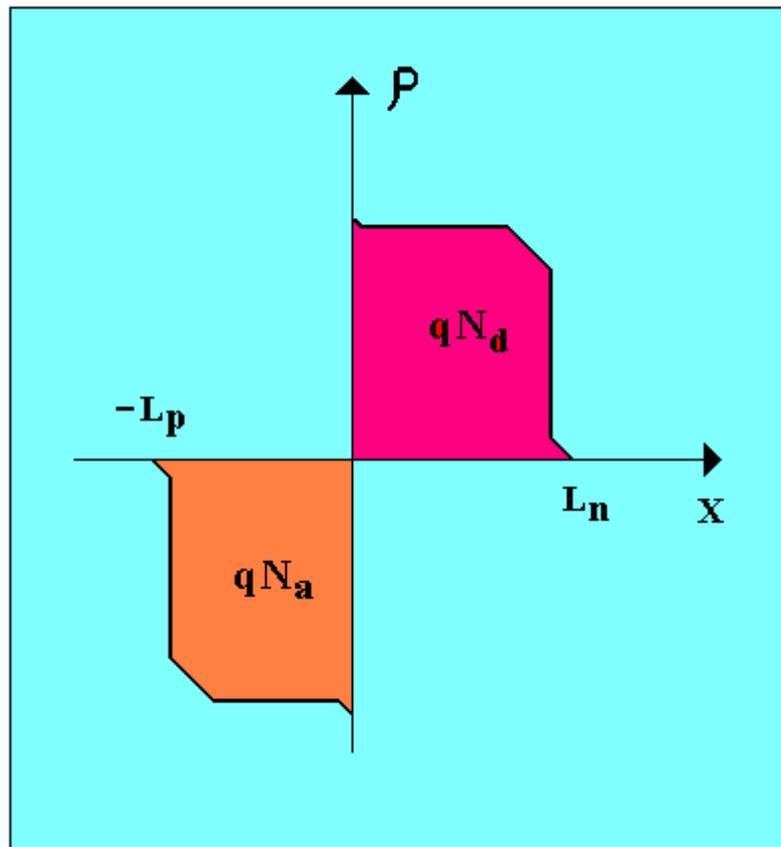


Рис. 12. Плотность объемного заряда в р и n областях р - n перехода

При этом, на границе слоя объемного заряда, в области n, при $x = L_n$, выполняются условия:

$$\varphi = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (11)$$

а на границе объемного слоя заряда в области p, при $x = -L_p$, выполняются условия:

$$\varphi = \varphi_0 \quad \text{и} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (12)$$

Решая уравнения (9) и (10) для каждой из областей перехода, получим:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon_0} (L_n - x) \quad \text{если } 0 < x < L_n \quad (13)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon_0} (L_p + x) \quad \text{если } -L_p < x < 0 \quad (14)$$

Учитывая, что напряженность электрического поля может быть выражена так:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$$

из (13) и (14) получим выражения, описывающие распределение напряженности электрического поля по толщине р - n перехода (рис.2.6) в обеих его областях:

$$E = \frac{n_n}{\varepsilon_0} (L_n - x) \quad \text{или} \quad E = \frac{p_p}{\varepsilon_0} (L_p + x) \quad (15)$$

Далее, дифференцируя (7.13) и (7.14) по координате, получим

$$\varphi = \frac{qn_n}{2\varepsilon_0} (L_n - x)^2 \quad \text{при } 0 < x < L_n \quad (16)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon_0} (L_p + x)^2 \quad \text{при } -L_p < x < 0 \quad (17)$$

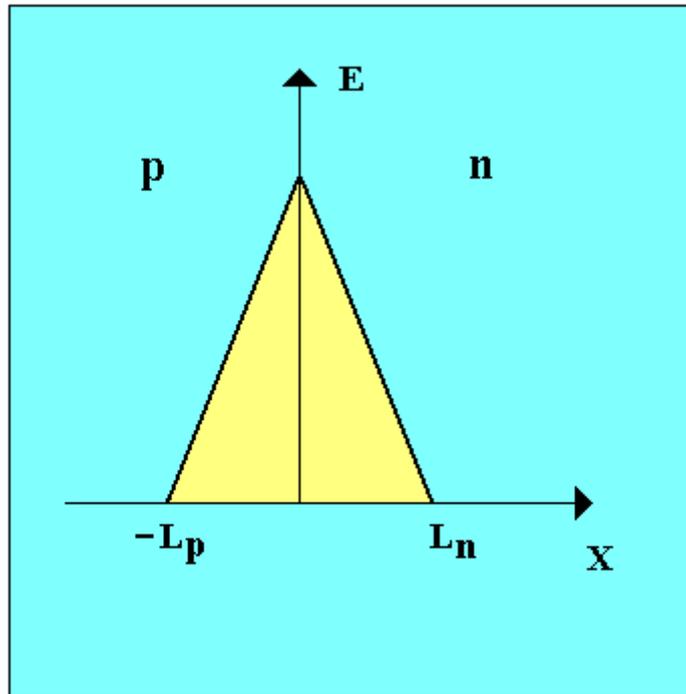


Рис. 13. Распределение электрического поля в p - n переходе.

На границе раздела двух областей, при $x = 0$, выполняется условие

$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{d\varphi}{dx}$. Учитывая это условие, получим:

$$\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0} L_N = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0} L_p \quad (18)$$

или

$$n_n L_n = p_p L_p \quad \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (19)$$

Приравняв значения (16) и (17) в точке $x = 0$, получим:

$$\varphi_0 - \frac{q p_p}{2 \varepsilon_0} L_p^2 = \frac{q n_n}{2 \varepsilon_0} L_n^2 \quad (20)$$

или в виде:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon_0} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) \quad (21)$$

Полная толщина слоя объемного заряда перехода (см. рис. 13) может быть записана так: $L = L_n + L_p$. Учитывая выражение (19) запишем:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p + n_n}{p_p} \quad (22)$$

и

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n + L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p + n_n}{n_n} \quad (23)$$

Откуда получим:

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p + n_n} \quad \text{и} \quad L_p = L \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad (24)$$

Подставив (24) в (21), получим выражение для высоты потенциального барьера p - n перехода:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon_0} \left[n_n \frac{p_p^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 \right] \quad (25)$$

или в виде:

$$\varphi_0 = \frac{qL^2}{2\varepsilon_0} \frac{1}{(n_n + p_p)^2} (n_n p_p^2 + p_p n_n^2) \quad (26)$$

выражение (26) можно привести к более простому виду:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} L^2 \quad (27)$$

Из (27) найдем полную толщину слоя объемного заряда р - n перехода:

$$L = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Из приведенного выражения видно, что толщина слоя объемного заряда р - n перехода зависит от материала полупроводника, величины φ_0 и от соотношений концентраций подвижных носителей зарядов в р и n областях. При этом, если концентрация носителей заряда, в одной из областей р - n перехода, намного больше концентрации в другой, то слой объемного заряда распространяется в область с меньшей концентрацией.

$$L_n = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{при} \quad p_p \gg n_n \quad (29)$$

$$L_p = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{при} \quad n_n \gg p_p \quad (30)$$

7. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

На рис. 9 показана вольтамперная характеристика одного из распространенных отечественных типов полупроводниковых германиевых диодов. Приблизительно такой же вид имеют вольтамперные характеристики селеновых, купроксных и кремниевых диодов.

По оси ординат вверх от начала координат отложены величины прямого тока диода, вниз — величины обратного тока. По оси абсцисс вправо отложены значения прямого напряжения и влево — значения обратного напряжения. Различный наклон вольтамперной характери

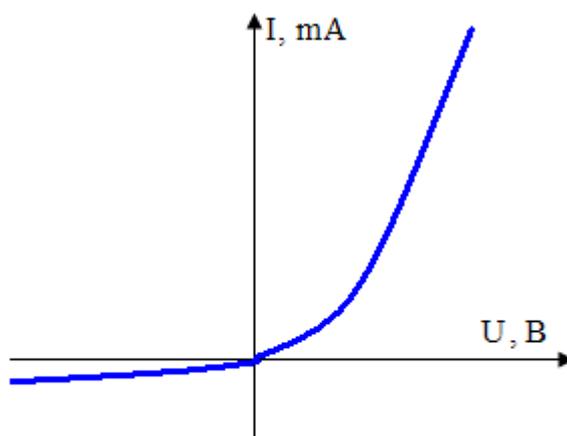


Рис. 15. Вольтамперная характеристика полупроводникового точечного диода ДГ-Ц

стики по правую и левую стороны от оси ординат и характеризует выпрямительные свойства диода.

Из рисунка видно, что при некотором значении обратного напряжения вольтамперная характеристика диода резко загибается вниз, а затем и в обратную сторону, т. е. начинается участок отрицательного сопротивления.

Причина этого явления заключается в том, что при приложении к р-я-переходу значительного обратного напряжения в нем появляется большое количество свободных электронов, вырвавшихся из связей атомов германия. Вследствие этого резко возрастает обратный ток диода, и диод может выйти из строя. Напряжение в точке перегиба характеристики называется пробивным. Для нормальной работы полупроводникового диода величина допустимого обратного напряжения должна быть меньше пробивного напряжения на 30-1-20%.

Итак, длина левой ветви вольтамперной характеристики до точки перегиба, а также ее наклон характеризуют способность диода выдерживать определенное обратное напряжение. Крутизна правого участка характеристики определяет внутреннее сопротивление диода в пропускном направлении.

Нелинейность вольтамперной характеристики объясняется тем, что сопротивление диода нелинейно зависит от приложенного прямого и обратного напряжения.

Широкое распространение полупроводниковых германиевых и кремниевых диодов объясняется их явными преимуществами перед другими вышеуказанными типами диодов по основным показателям: большему отношению прямого тока к обратному, более высокому значению допустимого обратного напряжения, меньшими габаритами.

Недостатками германиевых диодов, как и всех полупроводниковых приборов, не позволяющими полностью заменить ими электровакуумные диоды, являются наличие обратного тока и сильная температурная зависимость параметров.

У кремниевых диодов температурная зависимость меньше.

Плоскостной полупроводниковый диод изготавливается из пластинки, вырезанной из монокристалла германия с электронным характером проводимости, - путем введения в часть ее объема примеси акцепторного типа (индия).

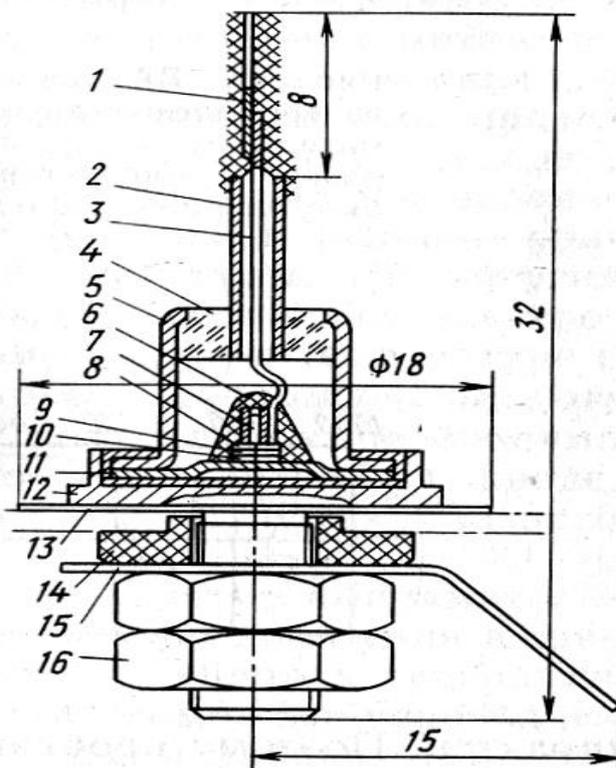


Рис. 16. Конструкция германиевых диодов

Для этого кусочек индия кладут на поверхность кристалла германия и прогревают его до температуры плавления индия. На поверхности германия образуется капля расплавленного индия, атомы его, диффундируя в германий, образуют в последнем область с дырочной проводимостью. Между этой областью и остальным объемом пластинки германия и образуется р-г-переход.

Вывод от капли индия осуществляется с помощью вплавленной в нее тонкой проволоочки. Кристалл германия припаивается к металлическому основанию.

На рис. 16 показана в разрезе одна из распространенных конструкций плоскостного германиевого диода.

Важным свойством плоскостного диода является способность выпрямлять ток значительной величины. Это объясняется относительно большой площадью контакта пластинки германия с индием.

Благодаря этому свойству полупроводниковые плоскостные диоды находят широкое применение в выпрямителях для электропитания радиоустройств. **Точечный полупроводниковый диод** представляет собой пластинку германия с электронной проводимостью, к которой приварен конец вольфрамовой пружинки. Одна из конструкций такого диода показана в разрезе на рис 16.

В настоящее время нет еще твердой точки зрения относительно Физики работы точечных полупроводниковых диодов. Однако, основываясь на аналогичности их вольтамперных характеристик с характеристиками плоскостных диодов, можно предполагать, что выпрямление в точечных диодах осуществляется в тонком запирающем слое р-я-перехода, образующемся у м^ηета контакта кристалла электронного германия с вольфрамовой пружинкой.

Диоды точечного типа применяются для выпрямления переменного тока ограниченной мощности (не более 2 вт), в основном для детектирования сигналов.

8. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как известно, в настоящее время компьютеры занимают всю сферу человеческой деятельности. Особенно их использование в физике не имеет предела. В сегодняшний день невозможно представить без помощи компьютера обработка информации переданные из искусственных спутников, управление движения элементарных частиц в ускорителях, проведение различных тончайших экспериментов по различным отраслям физики, решение сложных задач теоретической физики, моделирование физических процессов, создание виртуальных лабораторных стендов

электронных учебников и т.д.

Среди них особое место занимает решение физических задач на компьютере и использование их при преподавании физики. Как известно, в общих курсах физики задачи подобраны так, чтобы их можно было решать аналитическим путем и величины с округленными значениями. Для приобретения первых навыков решения задач по физике это совершенно необходимо. Однако, в реальной жизни мы сталкиваемся с такими задачами, которые нельзя решить аналитическим путем. Например, если учитывать сопротивление воздуха, движение тела под действием силы тяжести брошенного с углом к горизонту не решается аналитическим путем.

Поэтому каждый физик должен уметь самостоятельно решать физические задачи на компьютера с использованием численных методов. Мощность, скорость, графические и другие возможности современных компьютеров привело эту проблему одним из актуальных при изучении и преподавании физики.

Для изучения р-n-перехода с помощью компьютера составлена программа на языке Visual Basic-6.0. При составлении программы были использованы циклические операторы, графические функции анимационные возможности языка. При запуске программы экран принимает вид как на рисунке-17. Он состоит из кнопок «Полупроводник», «Доноры», «Акцепторы», «Возникновение р-n-перехода», «Технология р-n-перехода», «Вопросы», «Литература», а также двух окон для иллюстраций и сведений.

При нажатии кнопки «Полупроводник» на первом окне появляется кристаллическая решетка идеального полупроводника, а на втором дается сведения о полупроводниках.

При нажатии кнопки «Доноры» на первом окне появляется кристаллическая решетка полупроводника с донорными примесями, а на втором дается сведения о полупроводниках с донорными примесями.

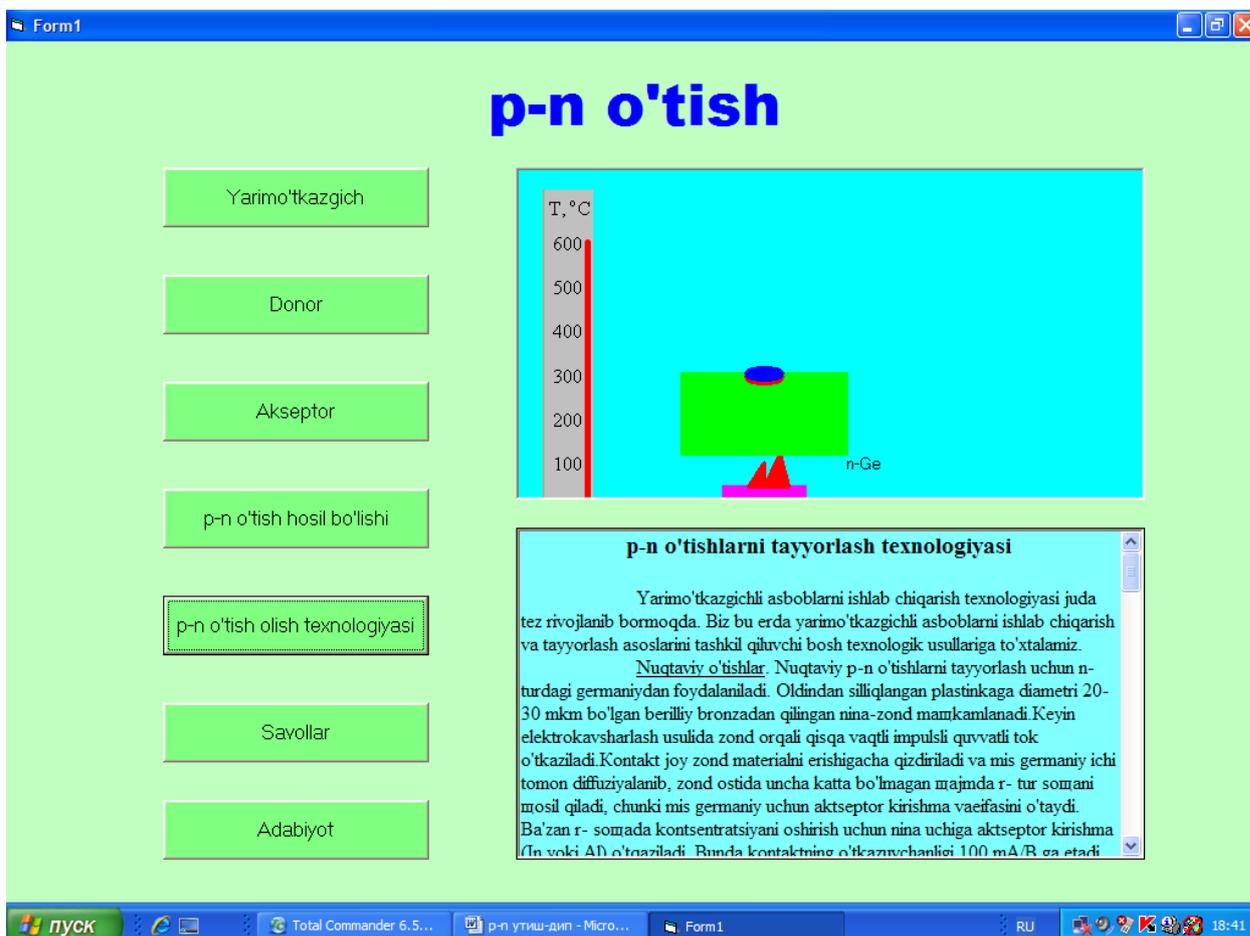


Рис-17.

При нажатии кнопки «Акцепторы» на первом окне появляется кристаллическая решетка полупроводника с акцепторными примесями, а на втором дается сведения о полупроводниках с акцепторными примесями.

При нажатии кнопки «Возникновение p-n-перехода» на первом окне анимационно демонстрируется возникновение p-n-перехода, а на втором дается сведения о p-n-перехода.

При нажатии кнопки «Технология p-n-перехода» на первом окне анимационно демонстрируется технология получения p-n-перехода, а на втором дается сведения о технологиях получения.

Кнопка «Вопросы» предназначено для проверки знаний по p-n-переходам, а кнопка «Литература» для получения дополнительной информации по p-n-переходам с помощью списка литературы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Внедрение полупроводниковых приборов в радиотехнические схемы находится еще в активной стадии, однако еще можно предполагать их перспективную роль.

В настоящее время непрерывно ведутся работы по усовершенствованию полупроводниковых триодов путем расширения их частотного диапазона, увеличения отдаваемой мощности, снижения шума. Опыты приводят к положительным результатам: получены триоды с отдаваемыми мощностями порядка десятков ватт и диапазоном частот до 300 Мгц.

Массовому применению полупроводниковых приборов препятствуют не преодоленные еще их недостатки: нестабильность параметров при изменении температуры, большой разброс параметров от образца к образцу и др. Преодоление этих недостатков позволит широко использовать полупроводниковые приборы в аппаратуре, где важна надежность, компактность и экономичность. Это главным образом математические вычислительные машины и устройства автоматики, применение в которых полупроводниковых приборов существенно сокращает их размеры. В заключение можно сказать, что основная задача, стоящая сейчас перед учеными и радиоспециалистами, — это всестороннее изучение свойств полупроводниковых приборов, освоение массового производства и внедрение их в радиотехнические и другие устройства. Эти задачи выходят за рамки отдельных научно-исследовательских институтов и заводов и требуют активного участия в их решении широкого круга радиоспециалистов и специалистов смежных отраслей, а также изобретателей и радиолюбителей.

Рассмотренные вопросы и анимационная программа приведенная в данной выпускной квалификационной работе могут быть использованы в дальнейшем при преподавании физики в общеобразовательных школах, в академических лицеях, в колледжах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М., МГУ, 1988
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела М., 1965
3. Блейкмор Д. Физика твердого тела, М., 1988
4. Больтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках М.1972, 384 с.
5. Вул Б. В. О емкостных характеристиках р-п переходов. ФТТ. 1961. 205 с/
6. В.В.Пасынков, Л.К.Чиркин, А.Д.Шинко Полупроводниковые приборы, М., 1973.
7. В.И.Фистуль Введение в физику полупроводников. М., "Наука", 1975.