

## Лабораторная работа «Термоэлектрические преобразователи – Датчики температуры»

### Общие понятия

**Температура** – одна из макроскопических характеристик макросистемы. Численно она пропорциональна средней кинетической энергии молекул в веществе, приходящейся на одну степень свободы. Понятие температуры не имеет смысла для систем, состоящих из нескольких молекул.

**Термометром** называется макроскопическая система, устроенная таким образом, что при отдаче или поглощении тепла у нее может изменяться только один макроскопический параметр. Этот параметр называется *термическим параметром* термометра.

Так, например, у ртутного или спиртового термометра термическим параметром будет являться длина столбика жидкости, у механического – длина ленты, у металлического сопротивление металла.

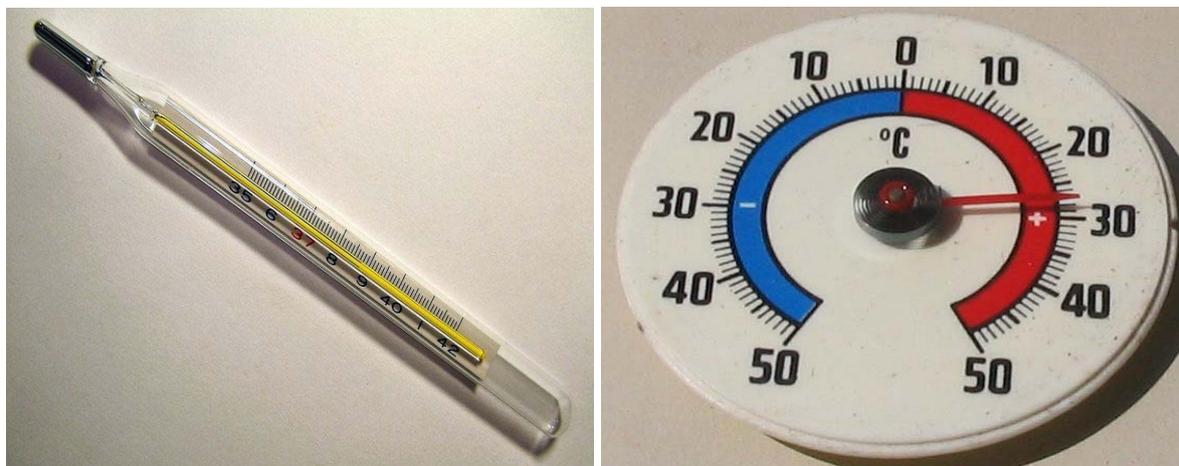


Рис.1. Термометры

В технике температура измеряется по международной стоградусной шкале (шкала Цельсия). В этой шкале при нормальном давлении (760 мм рт. ст.) состоянию тающего льда соответствует температура  $0^{\circ}\text{C}$ , а точке кипения воды -  $100^{\circ}\text{C}$ . Для измерения температуры используется также термодинамическая шкала температур (шкала абсолютных температур, или шкала Кельвина). Нуль абсолютной шкалы температур соответствует значению  $t = -273,15^{\circ}\text{C}$ .

В США и Англии для измерения температуры применяют шкалу Фаренгейта. На этой шкале температура таяния льда и температура кипения воды обозначены соответственно через 32 F и 212 F.

Температура может измеряться **контактным** и **бесконтактным** способом. Для измерения температуры контактным методом применяют термометры:

- сопротивления (использующие зависимость электрического сопротивления вещества от его температуры);
- термоэлектрические (основанные на измерении возникающей термоэлектродвижущей силы в месте контакта двух разнородных проводников);

- расширения (измеряющие температуру по тепловому расширению жидкостей или твердых тел);
- манометрические (использующие зависимость давления газа или насыщенных паров жидкости от температуры).

Для измерения температуры бесконтактным методом используют **пирометры**:

- яркостные (измеряющие температуру по яркости накаливаемого тела в заданном узком диапазоне длин волн);
- радиационные (измеряющие температуру по тепловому действию суммарного излучения нагретого тела во всем диапазоне длин волн);
- цветковые (принцип действия которых основан на измерении отношения энергий, излучаемых телом в разных спектральных диапазонах).

По характеру получения информации различают пирометры для локального измерения температуры в данной точке объекта и для анализа температурных полей.

### **Термисторы - термосопротивления**

Термин «термистор» образовался в результате соединения двух слов: «тепловой» и «резистор». Термисторы относятся к классу датчиков абсолютной температуры, показания которых соответствуют абсолютной температурной шкале. Все термисторы делятся на две категории: с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления и с положительным температурным коэффициентом сопротивления.

Часто для термосопротивлений известна или может быть рассчитана математическая зависимость сопротивления от температуры, однако при проведении прецизионных измерений или при работе в широком температурном диапазоне термосопротивления необходимо индивидуально калибровать. В процессе калибровки измеряется сопротивление термистора при помещении его в среду с точно известной температурой, при необходимости эта процедура выполняется при разных температурах (градуировка шкалы). Естественно, что качество проведенной сильно калибровки зависит от точности эталонного термометра. В зависимости от заданного уровня точности калибровка термистора может проводиться на основе одной из известных аппроксимационных моделей.

### **Металлические термосопротивления**

Термометром сопротивления называется прибор, в основе которого лежит терморезистор – резистор, активное сопротивление которого меняется при изменении температуры. Подобная зависимость характерна для большого количества материалов, но эксплуатационным требованиям отвечает лишь ряд металлов, полупроводников и электролитов.

Принцип действия металлического термометра сопротивления основан на измерении калиброванного платинового (Pt), никелевого (Ni) или медного (Cu) сопротивления. Металлические датчики температуры обладают положительным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС), так как с ростом температуры сопротивление металла растёт:

$$R_1 = R_0[1 + \alpha(T_1 - T_0)] \quad (1)$$

где  $R_0$  – сопротивление при  $0^\circ\text{C}$  (т.е. при 273 K),  
 $R_1$  – сопротивление при температуре  $T_1$ ,  
 $\alpha$  – температурный коэффициент.

Такая линейная зависимость сопротивления от температуры обычно характерна для достаточно узкого диапазона температур (несколько сотен градусов), для более широкого диапазона зависимость является, как правило, нелинейной функцией.

В промышленности принято использовать разные зависимости для высоких и низких температур. Так для платины в диапазоне  $-200\dots 0^\circ\text{C}$  зависимость будет иметь вид:

$$R_t = R_0[1 + At + Bt^2 + Ct^3(t - 100)]$$

А в диапазоне  $-0\dots 630^\circ\text{C}$  эта зависимость становится следующей:

$$R_t = R_0[1 + At + Bt^2]$$

Для платины  $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ , сопротивление при  $0^\circ\text{C}$  в большинстве случаев выбирается равным  $R_0 = 100 \text{ Ом}$ . Такие измерительные резисторы обозначаются Pt-100. В тонкопленочном исполнении платиновый термометр сопротивления состоит из тонкой (0,6 мм) керамической подложки, на которую методом катодного высокочастотного распыления напыляется слой платины толщиной около 2 мкм. В напыленном слое лазером выжигают орнамент в форме и проводят тонкую доводку так, чтобы сопротивление Pt стало равным 100 Ом. Затем методом термокомпрессионной сварки изготавливают контактные выводы. Для защиты платинового слоя его еще раз покрывают керамическим изолирующим слоем толщиной 10 мкм. Металлические термометры сопротивления могут измерять температуру в диапазоне от  $-260$  до  $1100^\circ\text{C}$ .

Внешний вид платинового термосопротивления, используемого в данной работе, приведен на рис.2

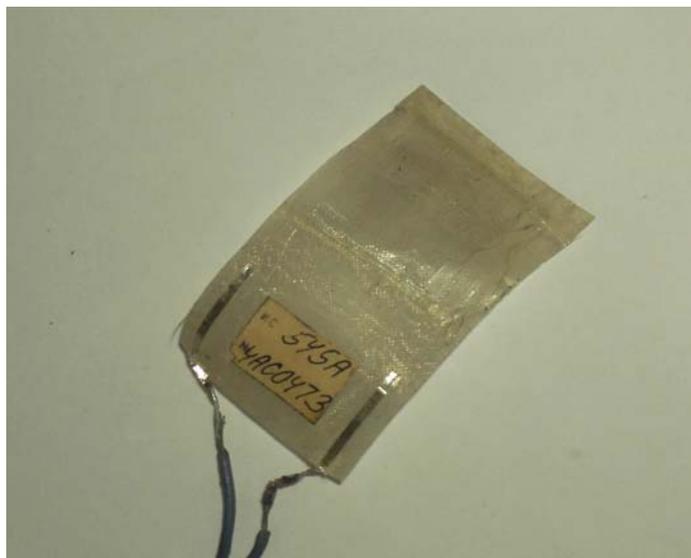


Рис.2. Платиновое термосопротивление Pt-100

В случаях, когда не требуется высокая точность измерения, чувствительные элементы термосопротивления изготавливаются не из дорогой платины, а из других чистых металлов (медь, никель). Для измерения сверхнизких температур чувствительные элементы изготавливаются главным образом из сплавов и полупроводников.

## Полупроводниковые термометры сопротивления

**Внимание!** Перед чтением этого раздела рекомендуется ознакомиться со сведениями о физических свойствах полупроводников, которые приведены в приложении.

В отличие от металлов многие полупроводники и оксиды имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления. Зависимость между величиной сопротивления и температурой для таких термосопротивлений часто является сильно нелинейной.

В данной работе в качестве термометра с отрицательным ТКС применен германиевый (Ge) термометр сопротивления. Его внешний вид показан на рис.3.

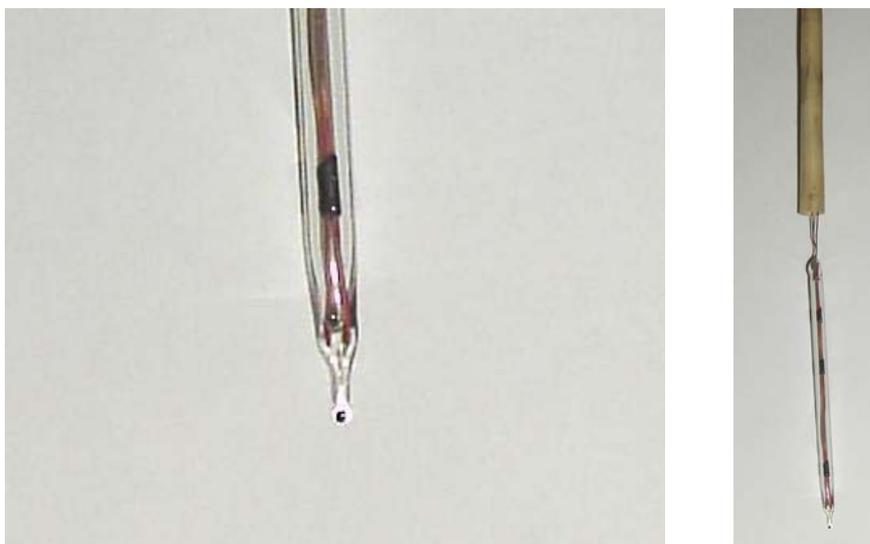


Рис.3. Полупроводниковый германиевый термистор

Полупроводниковые термосопротивления (композиционный углерод, легированный германий и др.) широко применяются для измерения низких температур (0,1-100 К) благодаря их высокой чувствительности. Они представляют собой полупроводниковые пластинки (плёнки) различных габаритов и формы с приваренными металлическими выводами, помещаемые часто в защитную оболочку. В диапазоне температур 4,2-13,8 К применяют как особо точные германиевые термосопротивления. При температурах выше 100 К применение полупроводниковых термосопротивлений ограничено из-за их нестабильности и разброса индивидуальных характеристик.

Удельная электрическая проводимость собственного полупроводника определяется классическим соотношением:

$$\sigma = n_0 \mu_n q + p_0 \mu_p q,$$

где  $n_0$ ,  $p_0$  – равновесная концентрация электронов и дырок,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  – подвижность.

Для легированных полупроводников концентрация основных носителей всегда существенно больше, чем концентрация неосновных носителей, поэтому проводимость таких полупроводников будет определяться только компонентой проводимости основных носителей.

Подвижность носителей при нагревании изменяется сравнительно слабо (по степенному закону,  $\sim T^{3/2}$ ), а концентрация очень сильно (экспоненциально). Для собственного полупроводника концентрация носителей заряда определяется следующей зависимостью:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

Так как проводимость полупроводника напрямую зависит от числа свободных носителей заряда, температурная зависимость удельной проводимости полупроводника подобна температурной зависимости концентрации основных носителей.

Таким образом, сопротивление полупроводника будет зависеть от температуры по следующему закону:

$$R = N_o \cdot e^{\frac{\Delta\mathcal{E}}{kT}} = N_o \cdot e^{\frac{B}{T}},$$

где  $N_o$  – коэффициент, зависящий от типа и геометрических размеров полупроводника;  $\Delta\mathcal{E}$  – энергия активации примесей (для примесных полупроводников) или ширина запрещенной зоны (для собственных полупроводников),  $k$  – постоянная Больцмана.

Постоянная  $B = \Delta\mathcal{E}/k$  носит название коэффициента температурной чувствительности и приводится в паспортных данных на терморезистор. Экспериментально коэффициент температурной чувствительности определяют по формуле:

$$B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2},$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – исходная и конечная температуры рабочего температурного диапазона,  $R_1$  и  $R_2$  – сопротивления терморезистора при температуре соответственно  $T_1$  и  $T_2$ .

Выпускаются также полупроводниковые терморезисторы, называемые позисторами, которые имеют в сравнительно узком интервале температур положительный температурный коэффициент сопротивления. При нагревании величина сопротивления полупроводниковых терморезисторов убывает, а позисторов - возрастает в сотни и тысячи раз.

## Термопары

Термопары - это термоэлектрические контактные датчики, которые состоят из двух разных по физическим свойствам проводников и соединений этих проводников (пар). Термопары не требуют внешнего источника питания и сами вырабатывают напряжение в зависимости от изменения температуры. Это надежные и недорогие датчики температуры, широко используемые в различных измерительных системах. Термопары являются единственными температурными датчиками, позволяющими измерять сверхвысокие температуры (до +2300°C). Кроме того, термопары имеют высокую линейность и точность измерений.

Принцип действия термопары основан на явлении возникновения контактной разности потенциалов при соприкосновении двух различных металлов. Причиной этого являются неодинаковые значения работ выхода электронов и различные значения концентрации свободных электронов в соприкасающихся металлах.

Термопара состоит из двух металлов, сваренных на одном конце. Эта часть ее помещается в месте замера температуры. Два свободных конца подключаются к измерительной схеме (милливольтметру).

Если спай двух металлов А и В (термопара) имеет температуру  $T_1$ , а свободные (неспаянные) концы температуру  $T_2$ , причем  $T_1 > T_2$ , то между свободными концами возникает термоЭДС:

$$\varepsilon = \alpha_{A-B}(T_1 - T_2),$$

где  $\alpha_{A-B} = \frac{k}{e} \cdot \ln \frac{n_1}{n_2}$  – коэффициент термоЭДС или относительная удельная термоЭДС,

$k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона,  $n_1$ ,  $n_2$  – концентрации свободных электронов в соприкасающихся металлах.

Наиболее распространены термопары платино-платинородиевые (ПП), хромель-алюминиевые (ХА), хромель-копелевые (ХК), железоконстантовые (ЖК), алюмелевые. Термопары пригодны для измерения температур в диапазоне от 0 до 2300°C, и в области низких температур до -200°C.



Рис.4. Термопара

Схемы подключения термопар к измерительному прибору показаны на рис.5. В реальной практике в большинстве случаев используют вторую схему, где измерительный прибор включается в разрыв одного из термоэлектродов. Подобное подключение позволяет компенсировать ненужную термоЭДС, возникающую в точках подключения термоэлектродов к проводам, ведущим к прибору. Эти точки в случае первой схемы хотя и находятся при одинаковой температуре, но соединяют разные по физическим свойствам проводники (например, медь-железо и медь-константан, если соединительные провода медные), в результате чего в них может возникать дополнительная некомпенсированная термоЭДС, влияющая на результаты измерения. Термопара на основе такой схемы подключения называется дифференциальной.

Следует отметить, что схема подключения может содержать и большее количество спаев, чем два. Такие схемы могут использоваться для измерения, например, средней температуры объекта по нескольким точкам замера.

Для расчета суммарной термоЭДС в цепи дифференциальной термопары необходимо знать как минимум температуру одного из спаев. Раньше холодные спаи опускались в сосуды с тающим льдом (рис.6) для поддержания их температуры, равной 0°C (отсюда появилось название «холодные спаи»), но это очень неудобно, а для многих практических

схем и вовсе невозможно. Сейчас обычно температура холодного спая контролируется дополнительным детектором (например, терморезистором).

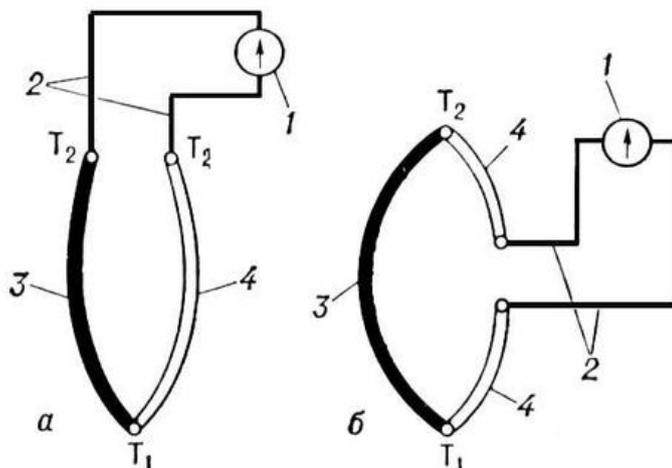


Рис.5 Способы подключения термопары

Зависимость сопротивления металлического термометра сопротивления от температуры, также как и величины ЭДС термопары от температуры, нелинейны в широком диапазоне температур, но на определенном участке их можно считать линейными и пользоваться для расчета линейными зависимостями.

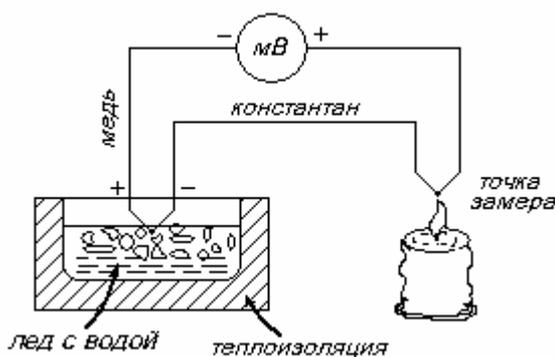


Рис.6 Схема дифференциальной термопары

### Энергетическая диаграмма контакта двух металлов

На рис.7 приведены энергетические диаграммы двух металлов с различной работой выхода, не находящихся в контакте (а), и приведенные в контакт (б).

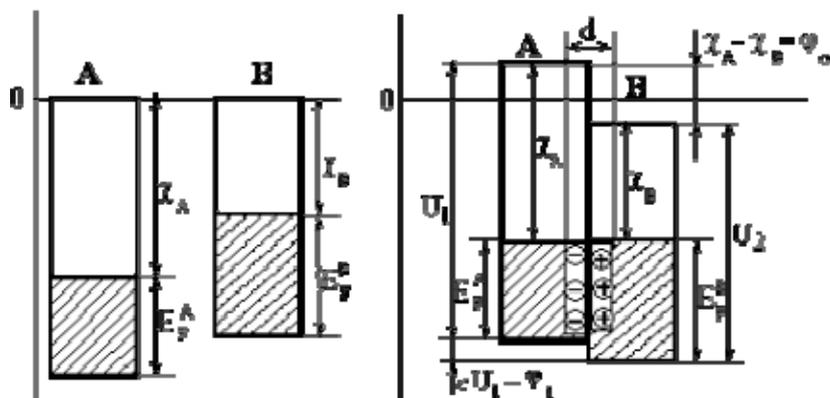


Рис.7. Энергетическая диаграмма контакта двух металлов

Металлы обмениваются электронами, и так как энергии Ферми  $E_F^B > E_F^A$  и работа выхода  $\chi_A < \chi_B$ , то преимущественными переходами будут переходы электронов из металла В в металл А, в результате чего в слое суммарной толщиной  $d$  появится избыточный заряд, в металле А - отрицательный потенциал, а в металле В - положительный. Между металлами возникнет контактная разность потенциалов  $V_k$ , равная разности работ выхода.

На рис.8 показана контактная цепь из двух разнородных проводников.

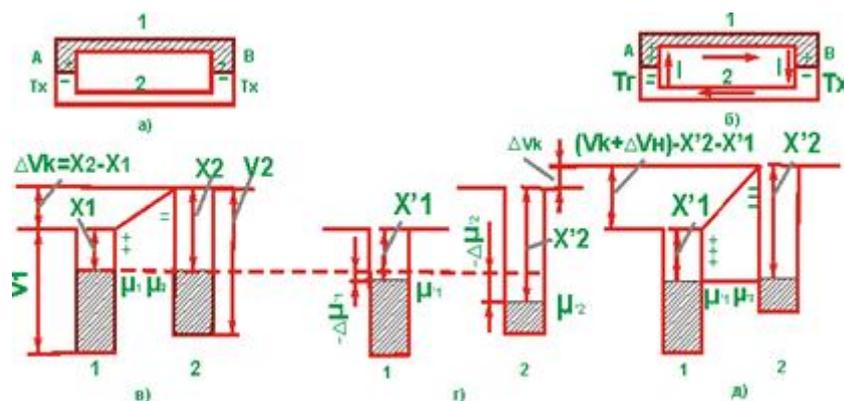


Рис.8. Возникновение термоэлектродвижущей силы

При одинаковой температуре контактов А и В разности потенциалов  $V_k$  на каждом контакте, одинаковые по величине и направленные навстречу друг другу, уравниваются и суммарная ЭДС в цепи равна 0 (рис.8, а, в).

Нагреем контакт А, а В оставим холодным. На контакте А энергетическая диаграмма изменится (рис.8, б, г, д): контактная разность потенциалов станет отличной от той, которая существует на холодной контакте В, в цепи возникнет ЭДС.

ЭДС полной цепи будет равна разности ЭДС, генерируемых холодным и горячим спаями, которая в свою очередь пропорциональна разности температур между спаями.

## Описание установки

Общий вид лабораторной установки показан на рис.9.

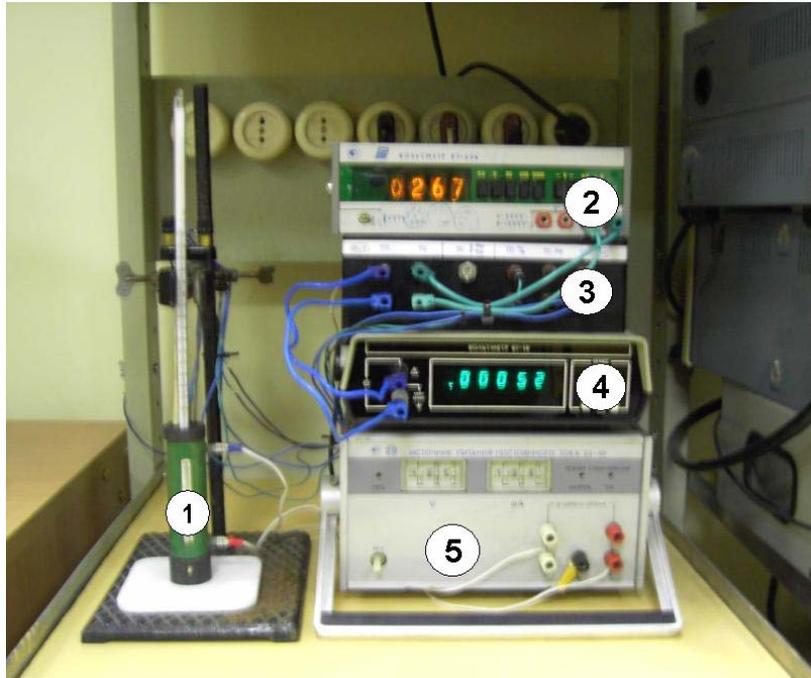


Рис.9. Лабораторная установка

На рисунке:

- 1 – Термостат
- 2 – Омметр (вольтметр в режиме измерения сопротивления)
- 3 – Блок коммутации
- 4 – Милливольтметр
- 5 – Источник питания для термостата

В термостат помещены:

- ртутный термометр, предназначенный для контроля температуры в термостате;
- платиновое термосопротивление (рис.1)
- германиевое термосопротивление (рис.2)
- железо-константановая термопара (рис.3)

Термопара подключена к милливольтметру 4 по неполной схеме (рис.5, а). Платиновое и германиевое термосопротивления соединены с омметром 2 через блок коммутации 3. Выбор измеряемого сопротивления осуществляется переключателем “Ме – п/п” на лицевой панели блока коммутации.

## Порядок работы

1. Не включая источник питания, измерьте величины сопротивления и термоЭДС при комнатной температуре.

2. Включите источник питания 5. Не прикасайтесь руками и другими частями тела к выводам источника питания и контактам термостата! Напряжение на них может достигать 150 В.

3. По мере роста температуры внутри термостата, измеряйте величины сопротивления металла  $R_{\text{ме}}$ , полупроводника  $R_{\text{п/п}}$  и термоЭДС каждые 5 градусов. Температура внутри термостата контролируется ртутным термометром, нагрев термостата осуществляется до 100-110°C. Будьте осторожны и не трогайте руками термостат, он может быть горячим.

4. Постройте зависимости  $R_{\text{ме}}(T)$ ,  $R_{\text{п/п}}(T)$ ,  $U_{\text{тп}}(T)$ .

5. Рассчитайте температуру платинового термосопротивления по формуле (1), взяв  $R_0(\text{Pt}) = 70,8 \text{ Ом}$ ,  $T_0 = 0^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ .

6. Постройте для платинового термосопротивления график зависимости рассчитанной температуры от измеренной с помощью контрольного термометра  $T_{\text{ме}}(T)$ , сделайте выводы о точности термодатчика.

7. Для термопары железо – константан найдите коэффициент термоэдс и сравните его с табличным значением.

### Термо-ЭДС некоторых термопар (мВ) для разности температур 100 К (температура холодного спая 0 °С)

Термопара	U, мВ
Железо – константан	5,37
Медь – константан	4,25
Нихром – никель	4,1
Нихром – константан	6,21
Платина – платинородий	0,643
Железо – медь	1,05

## Приложение 1. Основные сведения о физических свойствах полупроводников

### Полупроводники

Полупроводниками принято считать широкий класс веществ, чья электропроводность меньше чем у металлов ( $10^6 - 10^4 \text{ Ом}^{-1}$ ), но больше чем у хороших диэлектриков ( $10^{-10} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}$ ). Различие между полупроводниками и диэлектриками является скорее количественным, чем качественным, диэлектрики тоже могут достигать при высоких температурах величин электропроводности, характерных для полупроводников.

В реальной практике термин «полупроводники» обычно применяют к веществам, у которых полупроводниковые свойства четко выражены уже при комнатных температурах (300К). Примеры таких веществ:

1. Элементы IV группы таблицы Менделеева **кремний** и **германий** - к настоящему времени наиболее полно изученные и широко применяющиеся в электронике. Атомы этих элементов имеют по 4 валентных электрона и образуют решетки типа алмаза с ковалентной связью атомов. Сам алмаз тоже обладает полупроводниковыми свойствами, однако при комнатной температуре его электропроводность очень мала.

2. Алмазоподобные полупроводники. К ним относятся соединения элементов III группы периодической системы с элементами V группы: GaAs, InSb, GaP, InP. Такие полупроводники называются полупроводниками типа  $A^{III} B^V$ .

Атомы III группы имеют 3 валентных электрона, а V группы - 5, так что среднее число валентных электронов, приходящееся на 1 атом, в этих соединениях равно 4 (как и у Ge и Si). Каждый атом образует 4 валентные связи с ближайшими соседями, в результате чего получается кристаллическая решётка, подобная решётке алмаза с той лишь разницей, что ближайшие соседи атома  $A^{III}$  - атомы  $B^V$  а соседи атома  $B^V$  - атомы  $A^{III}$ . За счёт частичного перераспределения электронов атомы  $A^{III}$  и  $B^V$  в такой структуре оказываются разноимённо заряженными. Поэтому связи в кристаллах  $A^{III} B^V$  не полностью ковалентные, а частично ионные. Однако ковалентная связь в них преобладает и определяет структуру, в результате чего эти кристаллы по многим свойствам являются ближайшими аналогами Ge и Si.

Соединения элементов II и VI групп периодической системы -  $A^{II} B^{VI}$  (ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS и т.п.) также имеют в среднем 4 валентных электрона на 1 атом, но ионная связь у них более сильно выражена. У некоторых из них ковалентная связь преобладает над ионной, у других она слабее, но и те и другие обладают полупроводниковыми свойствами, хотя и не столь ярко выраженными, как в предыдущих группах.

3. Элементы VI и V групп и их аналоги. Элементы VI группы Te и Se как полупроводники были известны раньше, чем Ge и Si, причём Se широко использовался в выпрямителях электрического тока и фотоэлементах. Элементы V группы As, Sb и Bi - полуметаллы, по свойствам близкие к полупроводникам, а их ближайшие аналоги - соединения типа  $A^{IV} B^{VI}$  (PbS, PbTe, SnTe, GeTe и т.п.), имеющие в среднем по 5 валентных электронов на атом, образуют одну из наиболее важных групп полупроводников, известную в первую очередь применением в качестве приёмников инфракрасного излучения. Вообще среди соединений элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I-V групп очень много полупроводников. Большинство из них мало изучены.

4. Соединения элементов VI группы с переходными или редкоземельными металлами (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu и т.п.). В этих полупроводниках преобладает ионная связь. Большинство из них обладает той или иной формой магнитного упорядочения (ферромагнетики или антиферромагнетики). Сочетание полупроводниковых и магнитных свойств и их взаимное влияние интересно как с теоретической точки зрения, так и для многих практических применений.

5. Органические полупроводники. Многие органические соединения также обладают полупроводниковыми свойствами. Их электропроводность, как правило, мала ( $10^{-10}$  Ом<sup>-1</sup>) и сильно возрастает под действием света. Однако некоторые органические полупроводники (кристаллы и полимеры на основе соединений тетрацианхинодиметана TCNQ, комплексы на основе фталоцианина, перилена, виолантрена и др.) имеют при комнатной температуре электропроводность, сравнимую с проводимостью хороших неорганических П.

### Электроны и дырки в полупроводниках

Так как в твёрдом теле атомы или ионы сближены на расстояние, сравнимое с размерами самого атома, то в нём происходят переходы валентных электронов от одного атома к другому. Такой электронный обмен может привести к образованию ковалентной связи. Это происходит в случае, когда электронные оболочки соседних атомов сильно перекрываются и переходы электронов между атомами происходят достаточно часто.

Эта картина полностью применима к такому типичному полупроводнику, как германий (Ge). Все атомы германия нейтральны и связаны друг с другом ковалентной связью. Однако электронный обмен между атомами не приводит непосредственно к электропроводности, поскольку в целом распределение электронной плотности жестко фиксировано: по 2 электрона на связь между каждой парой атомов - ближайших соседей. Чтобы создать проводимость в таком кристалле, необходимо разорвать хотя бы одну из связей (нагрев, поглощение фотона и т.д.), то есть, удалив с неё электрон, перенести его в какую-либо другую ячейку кристалла, где все связи заполнены и этот электрон будет лишним. Такой электрон в дальнейшем свободно может переходить из ячейки в ячейку, так как все они для него эквивалентны, и, являясь всюду лишним, он переносит с собой избыточный отрицательный заряд, то есть становится электроном проводимости.

Разорванная же связь становится блуждающей по кристаллу дыркой, поскольку в условиях сильного обмена электрон одной из соседних связей быстро занимает место ушедшего, оставляя разорванной ту связь, откуда он ушёл. Недостаток электрона на одной из связей означает наличие у атома (или пары атомов) единичного положительного заряда, который, таким образом, переносится вместе с дыркой.

В случае ионной связи перекрытие электронных оболочек меньше, электронные переходы менее часты. При разрыве связи также образуются электрон проводимости и дырка - лишний электрон в одной из ячеек кристалла и некомпенсированный положительный заряд в другой ячейке. Оба они могут перемещаться по кристаллу, переходя из одной ячейки в другую.

Наличие двух разноимённо заряженных типов носителей тока - электронов и дырок является общим свойством полупроводников и диэлектриков. В идеальных кристаллах эти носители появляются всегда парами - возбуждение одного из связанных электронов и превращение его в электрон проводимости неизбежно вызывает появление дырки, так что концентрации обоих типов носителей равны. Это не означает, что вклад их в электропроводность одинаков, так как скорость перехода из ячейки в ячейку (подвижность) у электронов и дырок может быть различной. В реальных кристаллах, содержащих примеси и дефекты структуры, равенство концентраций электронов и дырок может нарушаться, так что электропроводность в таком случае будет осуществляется практически только одним типом носителей.

### Зонная структура полупроводников

Сближение атомов в твердом теле на расстояние порядка размеров самих атомов приводит к тому, что внешние (валентные) электроны теряют связь с определённым

атомом — они движутся по всему объему кристалла, вследствие чего дискретные атомные уровни энергии расширяются в полосы (энергетические зоны, рис.П1). Зоны разрешенных энергий могут быть отделены друг от друга зонами запрещенных энергий, но могут и перекрываться. Глубинные атомные уровни расширяются незначительно, уровни, соответствующие внешним оболочкам атома, расширяются настолько, что соответствующие энергетические зоны обычно перекрываются. Индивидуальность зон, однако, сохраняется: состояния электронов с одной и той же энергией, но принадлежащие разным зонам, различны.

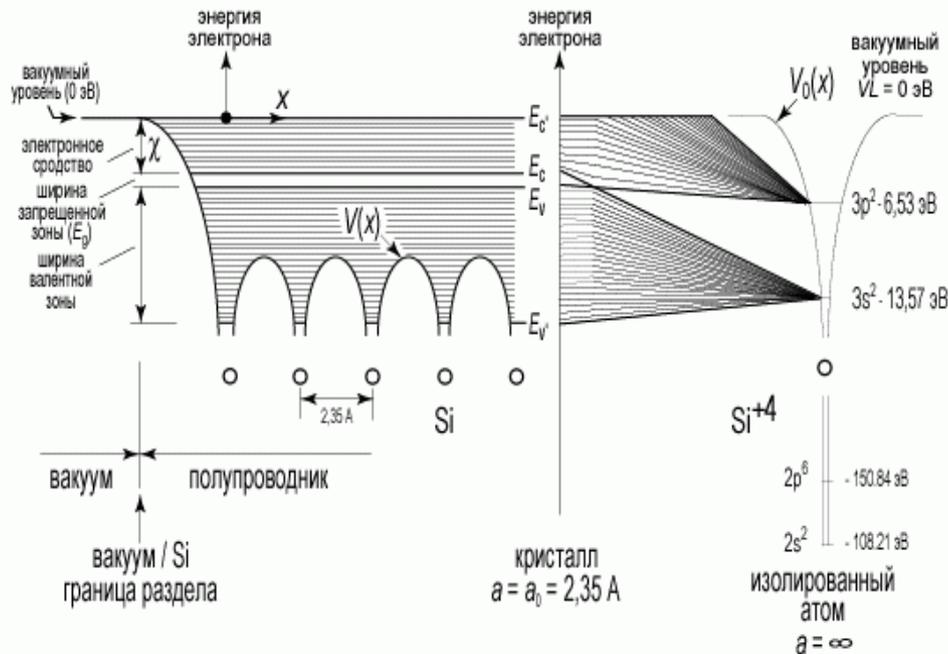


Рис.П1. Расщепление энергетических уровней в кремнии

В соответствии с принципом Паули в каждом энергетическом состоянии может находиться не более двух электронов. Поэтому в каждой энергетической зоне кристалла может поместиться не более  $2N$  электронов, где  $N$  — число уровней в зоне, равное числу элементарных ячеек кристалла. При  $T = 0$  К все электроны занимают наиболее низкие энергетические состояния.

Существование с различными электрическими свойствами связано с характером заполнения электронами энергетических зон. Если все зоны либо полностью заполнены электронами, либо пусты, то такие вещества не проводят электрического тока, то есть являются диэлектриками (рис. П2, а). Тела, имеющие зоны, частично заполненные электронами, — проводники электрического тока — металлы (рис. П2, б).

Полупроводники представляют собой диэлектрики (нет частично заполненных зон при  $T=0$  К) со сравнительно малой шириной запрещенной зоны между последней заполненной (валентной) зоной и первой свободной — зоной проводимости, (рис. П2, в). Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнительных (примесных) энергетических уровней, располагающихся в запрещенной зоне. У полупроводников эти уровни часто расположены очень близко либо от валентной зоны (рис. П2, д), либо от зоны проводимости (рис. П2, г).

Вещества с аномально малым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости называется полуметаллами (например, у Вi ширина перекрытия  $\sim 10^{-5}$  ширины зоны).

Существуют бесщелевые полупроводники, у которых зона проводимости примыкает к валентной (например, сплавы Вi — Sb, Hg — Те с определённым соотношением компонент).

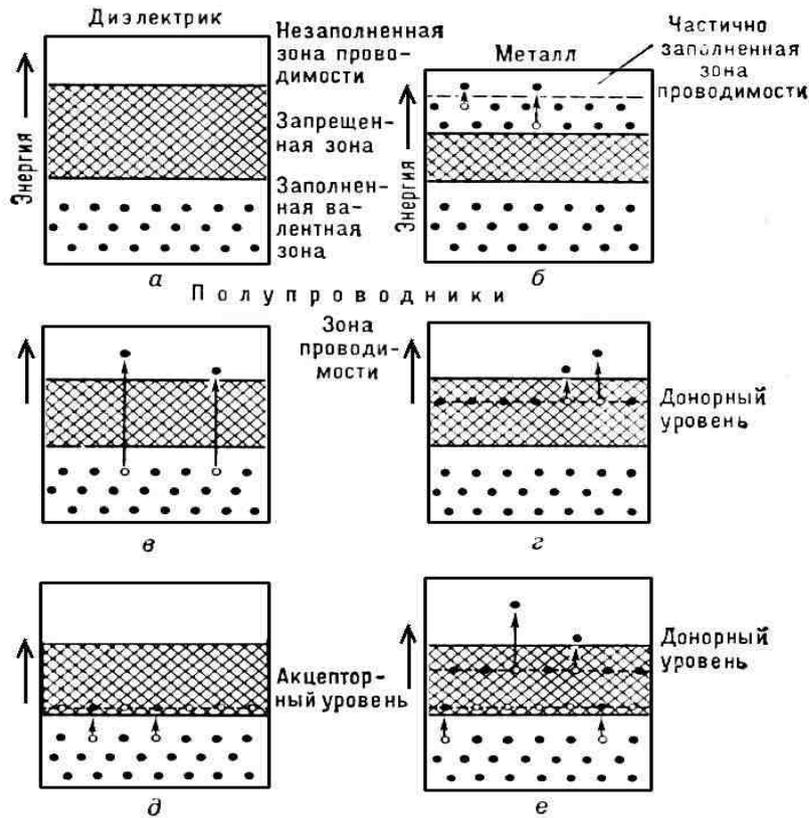


Рис.П2. Зонные диаграммы

Возбуждение электронной системы кристалла заключается в приобретении электроном энергии, благодаря чему он оказывается в зоне проводимости, где в основном состоянии электрона не было. Одновременно возникает свободное место (дырка) в валентной зоне, занятой электронами в основном состоянии. Так как электрон и дырка движутся независимо, то их следует считать различными квазичастицами. Другими словами, возбуждение электронной системы заключается в рождении пары квазичастиц — электрона проводимости и дырки.

При  $T > 0$  К тепловое движение выбрасывает часть электронов из валентной зоны в зону проводимости (т. е. разрушает часть химических связей).

Носители тока в полупроводниках сосредоточены, как правило, в довольно узких областях энергий: электроны - вблизи нижнего края (дна) зоны проводимости  $E_c$ , на энергетических расстояниях  $\sim kT$  от неё, дырки - в области такой же ширины вблизи верхнего края (потолка) валентной зоны  $E_v$ .

### Примеси в полупроводниках. p- и n-типы полупроводников

Электропроводность полупроводника может быть обусловлена как электронами собственных атомов данного вещества (собственная проводимость), так и электронами примесных атомов (примесная проводимость). Наряду с примесями источниками носителей тока могут быть и различные дефекты структуры, например вакансии, междоузельные атомы, а также недостаток или избыток атомов одного из компонентов в полупроводниковых соединениях (отклонения от стехиометрического состава), например недостаток Ni в NiO или S в PbS.

Примеси делятся на донорные и акцепторные. Доноры отдают в объём полупроводника избыточные электроны и создают таким образом электронную проводимость (n-типа). Акцепторы захватывают валентные электроны вещества, в которое они внедрены, в результате чего создаются дырки и возникает дырочная проводимость (p-типа).

Типичные примеры доноров - примесные атомы элементов V группы (P, As, Sb) в Ge и Si. Внедряясь в кристаллическую решётку, такой атом замещает в одной из ячеек атом Ge. При этом 4 из 5 его валентных электронов образуют с соседними атомами Ge ковалентные связи, а 5-й электрон оказывается для данной решётки лишним, так как все связи уже насыщены. Не локализуясь ни в одной элементарной ячейке, он становится электроном проводимости. При этом примесный атом однократно положительно заряжен и притягивает электрон, что может привести к образованию связанного состояния электрона с примесным ионом. Однако эта связь очень слаба из-за того, что электростатическое притяжение электрона к примесному иону ослаблено большой поляризуемостью П., а размеры области вблизи примеси, в которой локализован электрон, в десятки раз превышают размер элементарной ячейки кристалла. Энергия ионизации примеси  $\sim 0,01$  эВ в Ge и  $\sim 0,04$  эВ в Si, даже при температуре 77 К большинство примесей ионизовано, то есть в полупроводнике имеются электроны проводимости с концентрацией, определяемой концентрацией донорных примесей.

Аналогично атомы элементов III группы (B, Al, Ga, In) - типичные акцепторы в Ge и Si. Захватывая один из валентных электронов Ge в дополнение к своим 3 валентным электронам, они образуют 4 ковалентные связи с ближайшими соседями - атомами Ge - и превращаются в отрицательно заряженные ионы. В месте захваченного электрона остаётся дырка, которая так же, как электрон вблизи донорного иона, может быть удержана в окрестности акцепторного иона кулоновским притяжением к нему, однако на большом расстоянии и с очень малой энергией связи. Поэтому при не очень низких температурах эти дырки свободны.

Рассмотренные примеры относятся к примесям замещения. Примером примесей внедрения в Ge и Si является Li. Из-за малости иона  $Li^+$  он, не нарушая существенно структуры решётки, располагается между атомами Ge (в междоузлии). Свой внешний валентный электрон, движущийся на существенно большем расстоянии, он притягивает очень слабо и легко отдаёт, являясь, таким образом, типичным донором. Во многих полупроводниках типа  $A^{IV}B^{VI}$  источники свободных дырок - вакансии атомов  $A^{IV}$ , а вакансии  $B^{VI}$  - источники электронов проводимости. Из сказанного ясно, что введение определённых примесей (легирование полупроводника) - эффективный метод получения полупроводников с различными требуемыми свойствами.

### **Равновесные концентрации носителей заряда в полупроводниках**

При отсутствии внешних воздействий (освещения, электрического поля и т.п.) концентрации электронов и дырок в полупроводнике полностью определяются температурой, шириной его запрещенной зоны, эффективными массами носителей, концентрациями и пространственным распределением примесей и дефектов, а также энергиями связи электронов и дырок с ними. Это так называемые равновесные концентрации носителей.

С повышением температуры тепловое движение забрасывает в зону проводимости электроны с донорных атомов и из валентной зоны (для определённости имеется в виду проводимость n-типа). Однако если энергия ионизации донора  $E_d \ll E_g$  (что обычно и бывает), а температура не слишком высока, то первый из этих процессов оказывается доминирующим, несмотря на то, что число доноров во много раз меньше числа валентных

электронов. У полупроводника появляется заметная примесная электронная проводимость, быстро растущая с ростом температуры.

Концентрация электронов в зоне проводимости при этом во много раз больше концентрации дырок в валентной зоне. В таких условиях электроны называются основными носителями, а дырки - неосновными (в полупроводнике р-типа наоборот: основные носители - дырки, неосновные - электроны). Рост концентрации свободных носителей с температурой продолжается до тех пор, пока все доноры не окажутся ионизованными, после чего концентрация в широком температурном интервале остаётся почти постоянной. Число же электронов, забрасываемых тепловым движением в зону проводимости из валентной зоны, продолжает экспоненциально нарастать и при некоторой температуре становится сравнимым с концентрацией примесных электронов, а потом и во много раз большим, то есть снова начинается быстрое возрастание с температурой суммарной концентрации свободных носителей.

Это область собственной проводимости полупроводника, когда концентрации электронов  $n$  и дырок  $p$  практически равны:  $n = p = n_i$ . Рост числа собственных носителей тока продолжается вплоть до самых высоких температур, и концентрация их может достигать при  $T = 1000$  К значений, лишь на 1-3 порядка меньших, чем концентрация электронов проводимости в хороших металлах. Температура, при которой происходит переход от примесной к собственной проводимости, зависит от соотношения между  $E_d$  и  $E_g$ , а также от концентраций  $N_d$  и  $N_a$ .

В Ge с примесью элементов V группы полная ионизация доноров происходит уже при температурах  $T \sim 10$  К, если  $N_d \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и при  $T = 30$  К, если  $N_d \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а переход к собственной проводимости при  $T = 300$  К для  $N_d \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и при  $T = 450$  К для  $N_d \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Определение равновесных концентраций носителей заряда в полупроводнике основывается на распределении Ферми электронов по энергетическим состояниям (в зонах и на примесных уровнях). Вероятность  $f$  того, что состояние с энергией  $E$  занято электроном, выражается следующей формулой (рис.П3):

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

Здесь  $F$  - уровень Ферми - энергия, отделяющая уровни преимущественно заполненные ( $f > 1/2$ ) от преимущественно незаполненных ( $f < 1/2$ ).

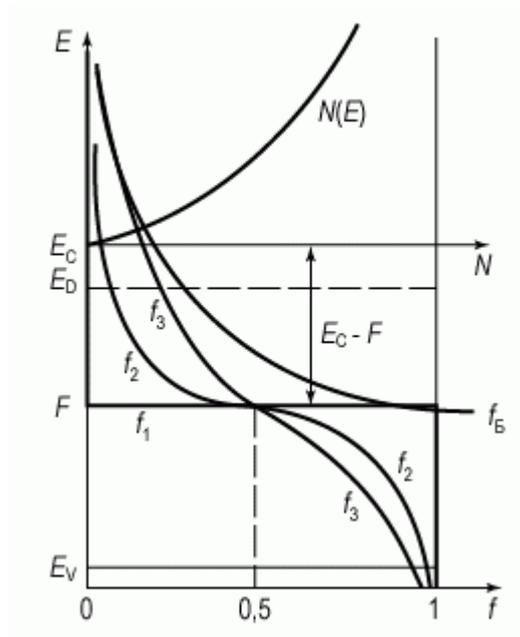


Рис.ПЗ. Распределение электронов по энергетическим состояниям

Если уровень Ферми лежит в запрещенной зоне на расстоянии  $> kT$  от дна зоны проводимости и от потолка валентной зоны, то в зоне проводимости  $f \ll 1$ , т. е. мало электронов, а в валентной зоне  $1 - f \ll 1$ , т. е. мало дырок. В этом случае принято говорить, что электроны и дырки невырождены, в отличие от случая вырождения, когда уровень Ферми лежит внутри одной из разрешенных зон, например в зоне проводимости на расстоянии  $\gg kT$  от её дна.

### Неравновесные носители тока

Важной особенностью полупроводников, определяющей многие их применения, является возможность относительно легко изменять в них концентрации носителей по сравнению с их равновесными значениями, то есть вводить дополнительные, неравновесные (избыточные) электроны и дырки. Генерация избыточных носителей возникает под действием освещения, облучения потоком быстрых частиц, приложения сильного электрического поля и, наконец, инжекции через контакты с другим полупроводником или металлом.

### Токи в полупроводниках

Движение носителей заряда в полупроводнике обусловлено двумя механизмами – дрейфовым и диффузионным. Электрическое поле, в которое помещен полупроводник, вызывает направленное движение носителей - дрейф. Причиной же диффузии носителей заряда является наличие градиента концентрации свободных носителей.

Если в полупроводнике есть области повышенной и пониженной концентраций, то в нём возникает «перетекание» носителей, т.к. число частиц, уходящих из любой области в результате хаотического движения, пропорционально числу частиц, находящихся в ней, а число приходящих - пропорционально числу частиц в соседних с ней областях. Диффузионные потоки, выравнивающие концентрации, пропорциональны интенсивности теплового движения и перепаду концентраций и направлены в сторону её уменьшения.

С учетом сказанного плотность тока в полупроводниках в общем случае будет суммой четырех компонент:

$$j = j_{pE} + j_{pD} + j_{nE} + j_{nD}$$

Основным для круга вопросов, связанных с прохождением электрического тока в полупроводнике, является понятие подвижности носителей  $\mu$ , определяемое как отношение средней скорости направленного их движения (скорости дрейфа), вызванного электрическим полем  $U_E$ , к напряженности  $E$  этого поля.

Подвижности разных типов носителей в одном и том же полупроводнике различны, а в анизотропных полупроводниках различны и подвижности каждого типа носителей для разных направлений поля. Дрейфовая скорость, возникающая в электрическом поле, добавляется к скорости теплового хаотического движения, не дающего вклада в ток. Тот факт, что при заданном поле носитель имеет постоянную дрейфовую скорость, а не ускоряется неограниченно, связан с наличием процессов торможения - рассеяния. В идеальном кристалле даже в отсутствие поля каждый носитель имел бы определённую и неизменную как по величине, так и по направлению скорость. Однако реальный кристалл содержит примеси и различные дефекты структуры, сталкиваясь с которыми носитель каждый раз меняет направление скорости - рассеивается, так что движение его становится хаотическим. Под действием поля носитель эффективно ускоряется только до момента очередного столкновения, а затем, рассеиваясь, теряет направленность своего движения и энергию, после чего ускорение в направлении поля  $E$  начинается заново до следующего столкновения.

### **Контактные явления. p-n-переход**

Контакты с металлом или с другим полупроводником обладают иногда выпрямляющими свойствами, т. е. значительно эффективнее пропускают ток в одном направлении, чем в обратном. Это происходит потому, что в приконтактной области изменяется концентрация или даже тип носителей заряда, т. е. образуется пространственный заряд, обеспечивающий контактную разность потенциалов, необходимую для выравнивания (в состоянии равновесия) уровней Ферми по обе стороны контакта.

В отличие от металлов, в полупроводниках эта область оказывается достаточно широкой, чтобы при малой концентрации носителей обеспечить нужный перепад потенциала. Если знак контактной разности потенциалов таков, что концентрация носителей в приконтактной области становится меньшей, чем в объёме полупроводника, то приконтактный слой определяет электросопротивление всей системы. Внешняя разность потенциалов дополнительно уменьшает число носителей в приконтактной области, если она добавляется к контактной разности потенциалов или, наоборот, увеличивает их концентрацию, если знак её противоположен. Таким образом, сопротивление контакта для токов в прямом и обратном направлениях оказывается существенно разным, что и обеспечивает выпрямляющие свойства контакта (барьер Шотки).

Такие контакты явились первыми полупроводниковыми приборами (выпрямители, детекторы), однако развитие полупроводниковой электроники началось лишь после того, как были созданы p-n-переходы - контакты областей полупроводника с разным типом проводимости внутри единого полупроводникового кристалла. Контактная разность потенциалов в этом случае близка к ширине запрещенной зоны, т.к.  $F$  в n-области лежит вблизи дна зоны проводимости  $E_c$ , а в p-области - вблизи валентной зоны  $E_v$ .

Уменьшающая её внешняя разность потенциалов вызывает диффузионные потоки электронов в p-область и дырок в n-область (инжекцию неосновных носителей тока). В обратном направлении p-n-переход практически не пропускает ток, т.к. оба типа носителей оттягиваются от области перехода. В полупроводниках с большой длиной диффузии, таких, как Ge и Si, инжектированные одним p - n -переходом неравновесные носители могут достигать другого, близко расположенного p-n-перехода, и существенно определять ток через него. Ток через p-n-переход можно изменять, создавая вблизи него неравновесные носители каким-либо другим способом, например освещением. Первая из этих возможностей управления током p-n-перехода (инжекция) является физической основой действия транзистора, а вторая (фотоэдс) - солнечных батарей.

На рисунке П4 приведены зонные диаграммы, иллюстрирующие этапы формирования электронно-дырочного перехода.

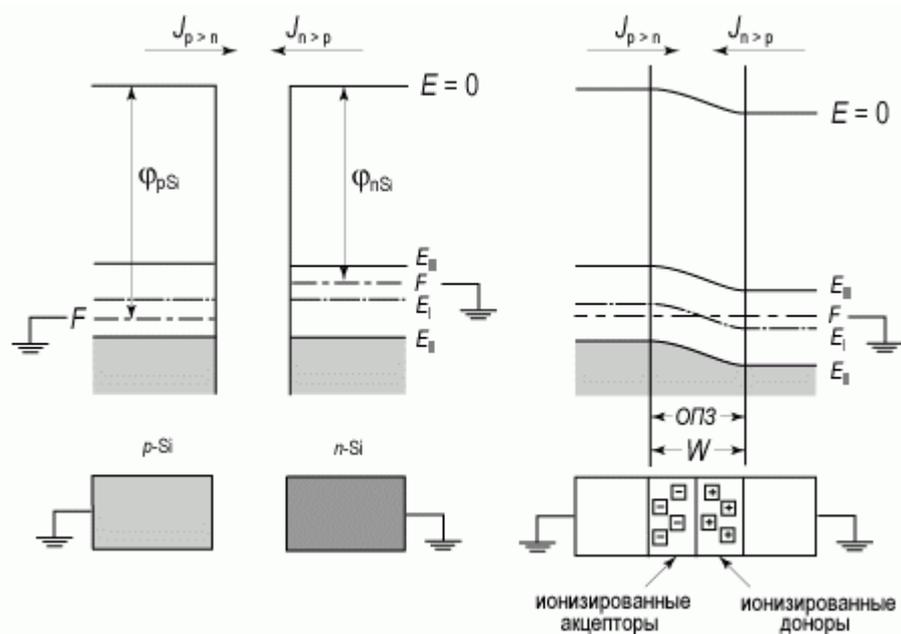


Рис.П4. Схема образования p-n-перехода

Границу, где уровень Ферми пересекает середину запрещенной зоны, называют физическим p-n переходом.

Вольт-амперная характеристика p-n-перехода (диода) с приложенным внешним напряжением  $V_g$  будет иметь следующий вид:

$$J = J_s (e^{\beta V_g} - 1), (1)$$

где  $J_s$  – плотность тока насыщения, равная:

$$J_s = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p p_{n0}}{\tau_p}$$

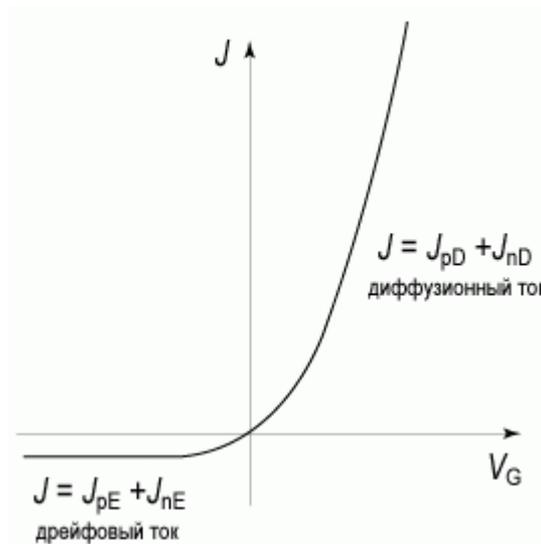


Рис.П5. Вольтамперная характеристика p-n-перехода

Как следует из приведенного выше соотношения (1) и рис.П5, вольтамперная характеристика идеального p-n перехода имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых напряжений ток p-n перехода диффузионный и экспоненциально возрастает с ростом приложенного напряжения. В области отрицательных напряжений ток p-n перехода - дрейфовый и не зависит от приложенного напряжения.