

Раздел 8
Элементы физики
конденсированных состояний

8.4. Электропроводность вещества

Курс лекций по общей физики

Доцент Петренко Л.Г.



Кафедра общей и
экспериментальной физики
НТУ «ХПИ»

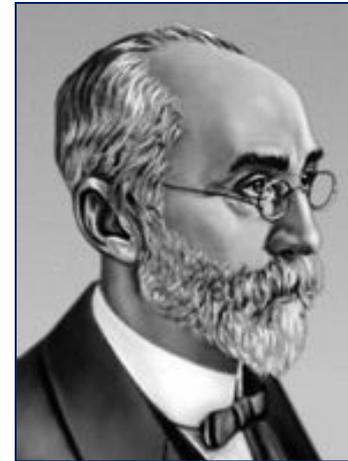
Харьков - 2012 год

8.4. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВЕЩЕСТВА

8.4.1. Носители тока в металлах. Классическая электронная теория металлов и её недостаточность.



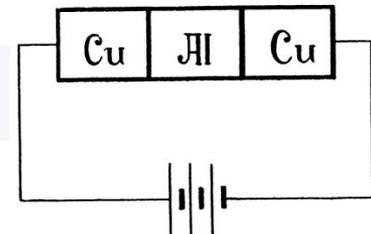
Классическая электронная теория проводимости металлов Друде-Лоренца, основывается на представлении о том, что носителями тока в металлах являются свободные электроны, слабо связанные с ионами кристаллической решётки металла.



Целый ряд классических опытов подтвердил эту теорию.



Опыт К.Рикке (1901г.) – в течение года электрический ток пропусклся через три последовательно соединённых цилиндра с тщательно отполированными торцами одинакового радиуса (Cu-Al-Cu). →



За это время не было обнаружено никакого переноса вещества даже в микроскопических количествах. Этот опыт доказал то, что *перенос электричества* осуществляют частицы, имеющиеся во всех металлах – электроны, открытые в 1897 году Дж.Томсоном.

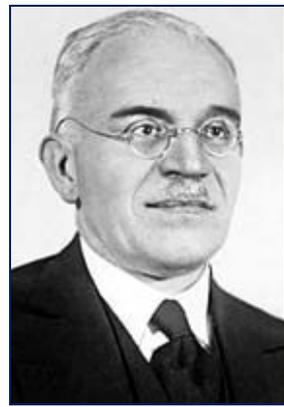


Опыты российских физиков

Л.И.Мандельштама и Н.Д.Папалекси (1913г.)

по определению удельного заряда носителей тока.

Сущность опытов заключалась в измерении импульсов электрического тока, возникающих при резком торможении электронов.



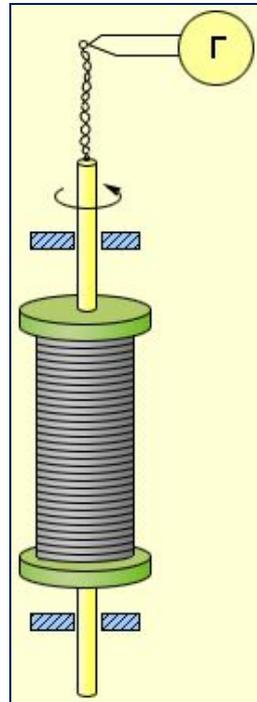
Опыты американских физиков Р.Толмена и Т.Стюарта (1916 г.).



Катушка с большим числом витков тонкой проволоки приводилась в быстрое вращение вокруг своей оси. Концы катушки с помощью гибких проводов были присоединены к чувствительному баллистическому гальванометру Г. Раскрученная катушка резко тормозилась, и в цепи возникал кратковременных ток, обусловленный инерцией носителей заряда.

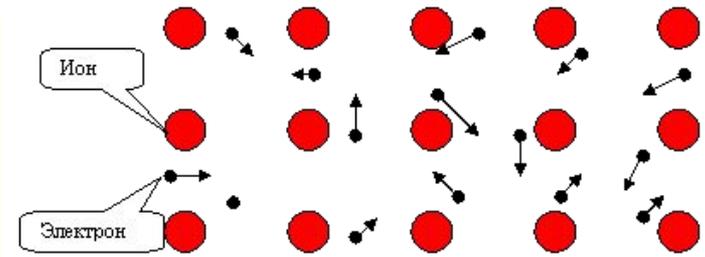
Полный заряд, протекающий по цепи, измерялся по отбросу стрелки гальванометра. Таким образом было доказано, что

удельный заряд (e/m_e) и масса носителей тока совпадают с этими величинами для электрона.



Согласно классической теории электроны внутри металла образуют идеальный газ и имеют такую же энергию теплового движения, как и молекулы идеального газа.

Средняя скорость их теплового движения при температуре $T=300\text{K}$ равна: →

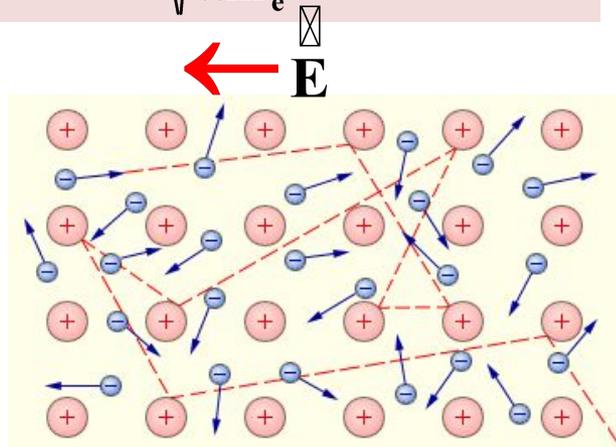


$$\langle v_{\text{тепл.}} \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \approx 1,1 \cdot 10^5 \text{ м/с.}$$

Во внешнем электрическом поле на хаотическое тепловое движение электронов накладывается упорядоченное направленное движение (против поля) со средней скоростью $\langle v_{\text{др}} \rangle$ (дрейфовой скоростью). Возникает электрический ток, плотность которого равна:

$$\mathbf{J} = n\mathbf{e}\langle v_{\text{др}} \rangle,$$

где n – концентрация электронов; e – элементарный заряд.



Для медных проводников $n = 8 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $j \approx 10^7 \text{ А/м}^2$, а $\langle v_{\text{др}} \rangle \approx \underline{7,8 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}}$.

И таким образом, $\langle v_{\text{др}} \rangle \ll \langle v_{\text{тепл.}} \rangle$.

Такой результат не согласуется с экспериментом – при включении электрической цепи ток в ней возникает практически мгновенно, а именно со скоростью распространения электромагнитного поля ($c=3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$).

Это одна из серьёзнейших проблем, не решённая классической теорией.

На основе электронной теории проводимости металлов были доказаны законы Ома (1826г.), Джоуля-Ленца (1841-1842г.г.) и качественно закон Видемана-Франца (1853г.), согласно которому $\chi/\sigma \sim T$, где χ - удельная теплопроводность, σ - удельная проводимость.

Несмотря на определённые успехи, классическая электронная теория не могла объяснить целый ряд очень важных экспериментальных фактов – температурную зависимость сопротивления металлов, отсутствие вклада электронного газа в теплоёмкость металлов, количественные соотношения в законе Видемана-Франца.

Достоинством классической электронной теории металлов является то, что *при высоких температурах и небольших концентрациях носителей тока* она даёт правильные качественные результаты.

Она простая и наглядная.

Возникшие расхождения классической теории с опытом были устранены в квантовой теории,

в которой поведение электронов в веществе описывается не классическими статистиками,

а квантовой статистикой Ферми-Дирака.

8.4.2. Статистика электронного Ферми-газа в металле. Распределение электронов проводимости по энергиям и её зависимость от температуры.

Энергия Ферми (уровень Ферми), поверхность Ферми. Понятие
о квантовой теории электропроводности металлов.

Согласно *квантовой теории электропроводности* носителем тока в металлах является **квантовый идеальный электронный газ**.
Распределение электронов по различным квантовым состояниям подчиняется **принципу Паули**.

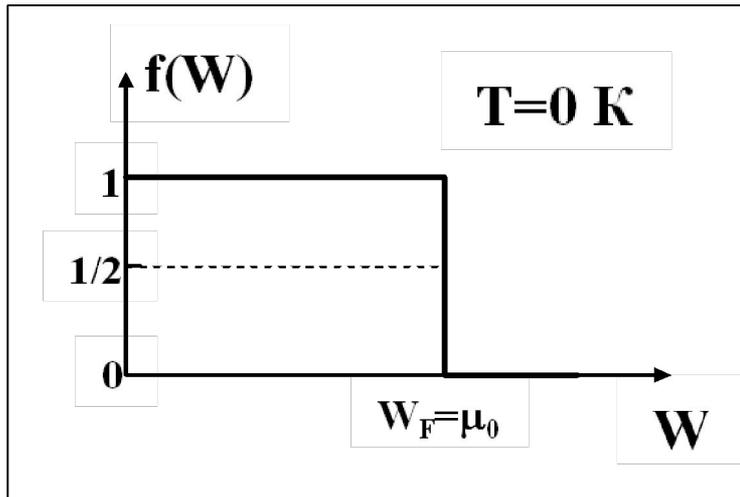
Даже при температуре **0 К** электроны должны занимать не низший энергетический уровень, а распределяться по одному на каждой ступеньке «энергетической лестницы».

Электроны квантового идеального газа подчиняются **распределению Ферми-Дирака**:

$$\langle N(W) \rangle = \frac{1}{e^{(W - \mu_0)/kT} + 1} = f(W),$$

где **f(W)** - функция распределения электронов по состояниям.

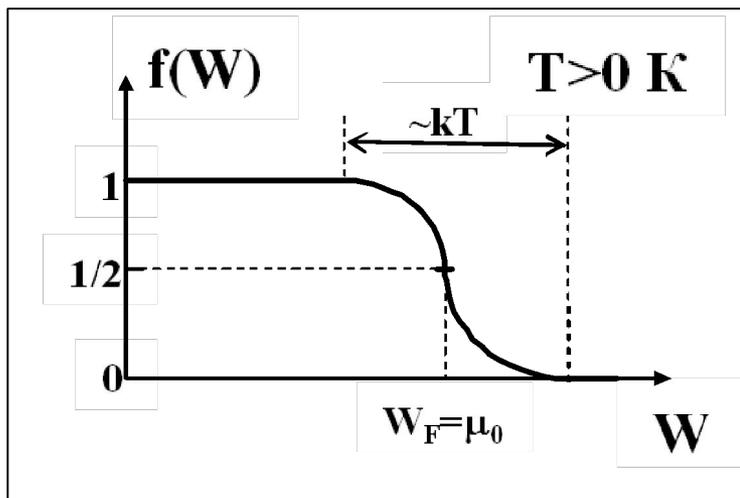
Для фермионов среднее число электронов $\langle N(W) \rangle$ в квантовом состоянии с энергией W совпадает с вероятностью заселения квантовых состояний $f(W)$.



При **$T = 0\text{K}$**
 $f(W) = 1$, если $W < \mu_0$ и $f(W) = 0$, если $W > \mu_0$.
При $W = \mu_0$ $\langle N(W) \rangle$ скачкообразно
изменяется от 1 до 0, а $f(\mu_0) = 1/2$.

Это означает, что при $T = 0\text{K}$ все нижние состояния до энергии $W < \mu_0$ заполнены электронами, а состояния с $W > \mu_0$ свободны.

Следовательно, μ_0 - это максимальная энергия электронов проводимости при $T = 0\text{K}$. Эта энергия называется энергией Ферми: $W_F = \mu_0$.



Для металлов при не слишком высоких температурах: $kT \ll W_F$ функция распределения Ферми-Дирака **плавно изменяется от 1 до 0 в узкой области шириной порядка kT в окрестности W_F** . Это означает, что тепловые возбуждения переводят электроны на уровни выше фермиевского.

Таким образом, распределение Ферми-Дирака для электронов в металле имеет вид:

$$f(W) = \frac{1}{e^{(W - W_F)/kT} + 1}.$$

Наивысший энергетический уровень, занятый электронами при T=0K называется уровнем Ферми. Работу выхода электронов из металла обычно отсчитывают от уровня Ферми. Уровень Ферми тем выше, чем больше концентрация n электронов в квантовом газе:

$$W_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{2/3}.$$

В пространстве квазиимпульсов изоэнергетическая поверхность $W(p) = W_F$, отделяющая при $T=0K$ область занятых электронных состояний от области, в которой электронов нет, называется поверхностью Ферми.
Большинство физических свойств металлов определяется электронами, находящимися вблизи поверхности Ферми.

При невысоких температурах $kT \ll W_F$ *электронный газ сильно вырожден*.
Температура вырождения определяется из условия: $kT_F = W_F$,
то есть равна $T_F = W_F/k$.

Выше T_F квантовые эффекты не проявляются. Для металлов температура вырождения $T_F = 10^4 K$, то есть обычно электронный газ всегда вырожден.

На основе *квантовой механики* и *квантовой статистики Ферми-Дирака* была построена **квантовая теория электропроводности металлов**, которая *устранила все те проблемы*, с которыми столкнулась *классическая электронная теория*.

Формула электропроводности, полученная на основе **квантовой теории**, имеет вид:

$$\sigma = \frac{ne^2 \langle \lambda_F \rangle}{m_e \langle u_F \rangle},$$

где m_e и e – масса и заряд электрона, n – концентрация электронов проводимости; $\langle \lambda_F \rangle$ - средняя длина свободного пробега электрона, **имеющего энергию Ферми**; $\langle u_F \rangle$ - *средняя скорость теплового движения такого электрона, практически не зависящая от температуры*.

В отличие от классической, согласно квантовой теории **вклад в электропроводность вносят только электроны проводимости**, имеющие **энергию, близкую к фермиевской**.

Квантовая теория рассматривает движение электронов с учётом их взаимодействия с кристаллической решёткой.

Ионы в реальной решётке совершают тепловые колебания - излучают **фононы**.

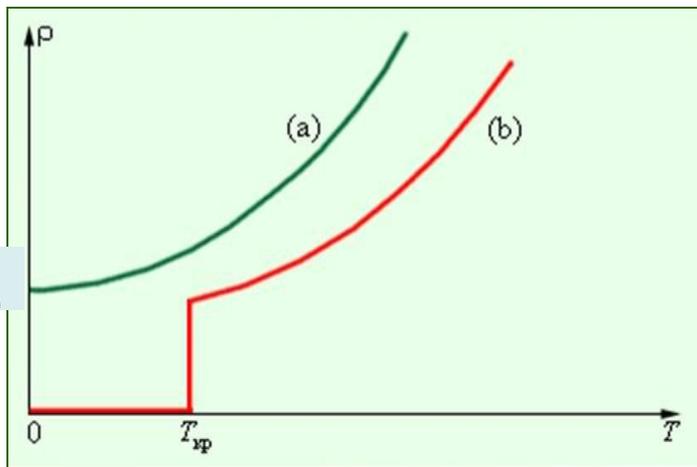
В реальной решётке существуют нарушения правильной структуры - **дефекты**.

Взаимодействие электронов с фононами и с дефектами кристаллической решётки, а также друг с другом обуславливает электросопротивление металлов.

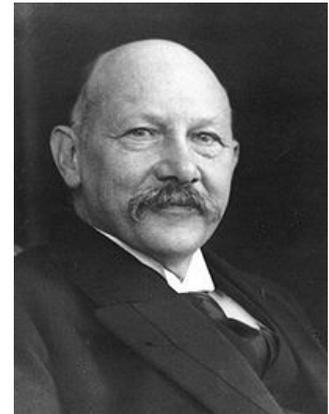
Квантовая теория объяснила **температурную зависимость электросопротивления металлов во всём диапазоне температур**.

8.4.3. Сверхпроводимость. Куперовское спаривание. Кулоновское отталкивание и фононное притяжение. Туннельный эффект. Эффект Джозефсона и его применение. Высокотемпературная сверхпроводимость.

Линейная температурная зависимость удельного сопротивления металлов $\rho = \rho_0(1 + \alpha \Delta T)$ наблюдается только при достаточно высоких температурах у чистых металлов. При низких температурах (ниже 100К) оно нелинейно стремится к некоторому предельному значению ρ_0 , называемому **остаточным удельным сопротивлением**.



В 1911 году голландский физик К. Каммерлинг-Оннес, исследуя **удельное сопротивление ртути** при низких температурах, обнаружил, что при температуре $T=4,15\text{К}$ происходит его резкое **уменьшение практически до нуля**, а точнее до $\sim 10^{-25}\text{Ом}\cdot\text{м}$.



Это явление называется **сверхпроводимостью**, а вещества, обладающие им, называются **сверхпроводниками**. В настоящее время явление сверхпроводимости обнаружено более, чем у 20 металлов и очень многих сплавов.

Температурный интервал сверхпроводящего перехода для химически чистых металлов не превышает тысячных долей градуса. Температура сверхпроводящего перехода называется критической.

Сверхпроводники обладают **особыми магнитными** и некоторыми другими свойствами.



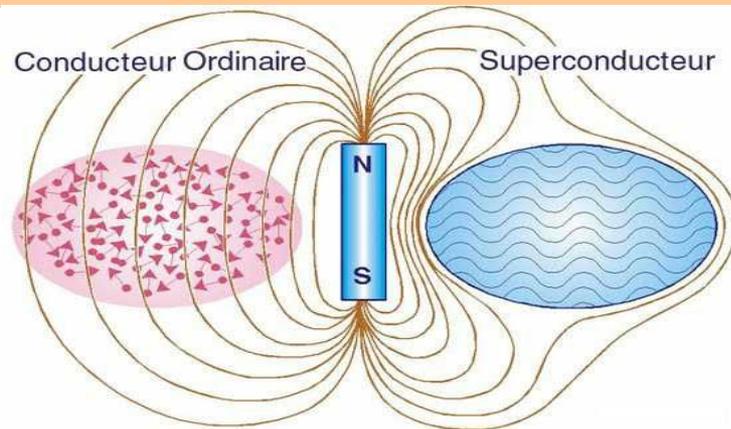
В 1933 году немецкие физики В.Мейсснер и Р. Оксенфельд обнаружили, что магнитное поле практически не проникает внутрь сверхпроводника (глубина проникновения магнитного поля чрезвычайно мала и составляет $\sim 10^{-8}$ м).

Явление выталкивания магнитного поля из металла при достижении критической температуры называется эффектом Мейсснера-Оксенфельда.

При увеличении индукции магнитного поля, в которое помещён сверхпроводник, до некоторого **критического** значения $B_{кр}$, сверхпроводимость разрушается, и металл переходит в нормальное состояние.

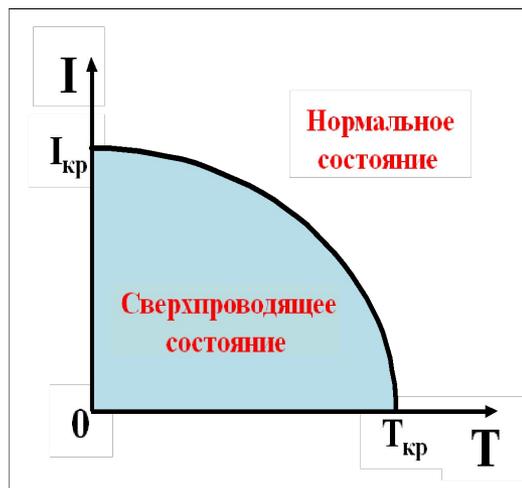
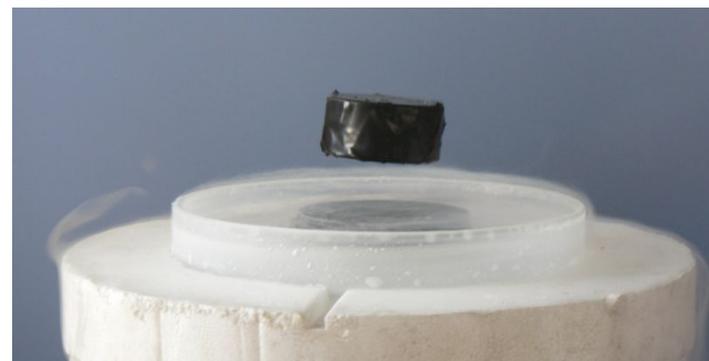
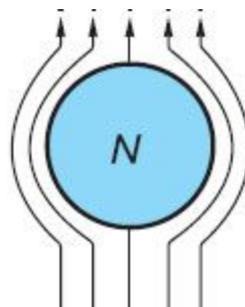
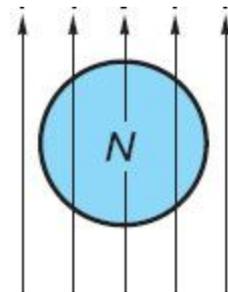
$B_{кр}$ **зависит от температуры.**

При $T=T_{кр}$ $B_{кр}=0$.



Силловые линии магнитного поля насквозь пронизывают проводник, находящийся в нормальном состоянии.

Силловые линии магнитного поля практически полностью выталкиваются из проводника, находящегося в сверхпроводящем состоянии.



Сверхпроводящее состояние разрушается не только в магнитном поле, но также и в электрическом поле.

Если увеличивать силу тока, текущего через сверхпроводник, включённый в общую цепь, то при некотором значении $I_{кр}$, называемом критическим током, сверхпроводящее состояние разрушается. Значение $I_{кр}$ зависит от температуры.

Зависимость $I_{кр}(T)$ качественно такая же, как и $B_{кр}(T)$.

Высокотемпературная сверхпроводимость

До 1986 года сверхпроводящее состояние удавалось получить при температурах не выше 23К, получаемых с помощью жидкого гелия.

В апреле 1986 года появилось первое сообщение о том, что в Цюрихе (Швейцария) сотрудниками исследовательской фирмы IBM (США) **Г. Беднорцем** и **К. Мюллером** было получено сверхпроводящее состояние металлооксидной керамики при температуре 30-35К.



В дальнейшем был обнаружен ряд сверхпроводников, принадлежащих к группе металлооксидной керамики (соединения типа La-Ba-Cu-O и Y-Ba-Cu-O), с критической температурой порядка 120К.

Такая температура достигается с помощью жидкого азота, который получают в промышленном масштабе.

Сверхпроводимость, наблюдаемая при температурах выше 23К, называется высокотемпературной.

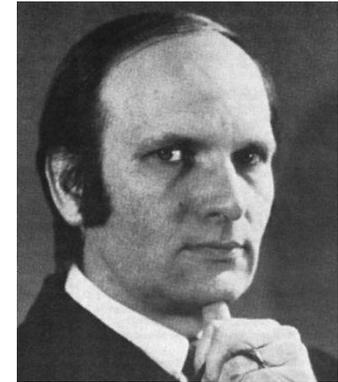
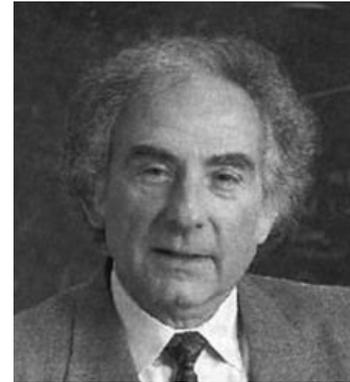
В настоящее время рекордным значением критической температуры $T_{кр} = 135 \text{ К}$ (под давлением - $T_{кр} = 165 \text{ К}$) обладает вещество $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$, открытое в 1993 г. С. Н. Путилиным и Е. В. Антиповым из МГУ.

Это вещество относится к семейству материалов на основе купратов (сверхпроводящих керамик) с общей структурной особенностью – относительно хорошо разделёнными медно-кислородными плоскостями.

Огромный интерес к высокотемпературным сверхпроводникам обусловлен тем, что материалы с критической температурой, близкой к 300К, совершили бы подлинную техническую революцию. Например, использование сверхпроводящих линий электропередач полностью устранило бы потери мощности в проводах.

Теория сверхпроводимости была создана в 50-е годы XX века американскими физиками Д.Бардином, Л.Купером, Д.Шриффером -

теория БКШ, →



а затем в 1958 году усовершенствована советским физиком Н.Н.Боголюбовым.

Качественное объяснение явления сверхпроводимости заключается в следующем.

Между электронами металла *помимо кулоновского отталкивания, при низких температурах возникает слабое взаимное притяжение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием.*

Электроны проводимости образуют так называемые куперовские пары, «размеры» которых много больше межатомных расстояний ($\sim 10^{-6}$ м).

В каждой паре электроны имеют *противоположно направленные спины*. Суммарный спин пары равен нулю, т.е. куперовская пара является бозоном.

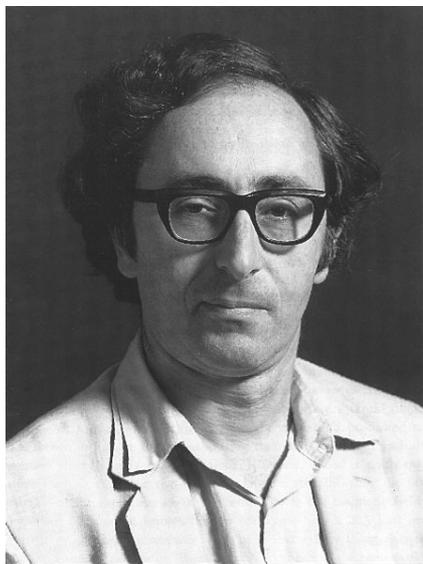
Бозоны склонны накапливаться в основном энергетическом состоянии,
из которого их сравнительно трудно перевести в возбуждённое состояние.

Бозоны оказываются очень устойчивым образованием.

Придя в согласованное движение во внешнем электрическом поле,
система бозе-частиц-куперовских пар остаётся в этом состоянии
неограниченно долго и может двигаться
без сопротивления со стороны проводника.

Такое согласованное движение пар и есть ток сверхпроводимости.

Основываясь на теории сверхпроводимости (теории БКШ),



английский физик Б.Джозефсон в 1962 году
предсказал эффект, названный его именем -

- *протекание сверхпроводящего тока сквозь тонкий слой
диэлектрика (плёнку оксида металла толщиной ~1нм),
разделяющий два сверхпроводника*
(так называемый контакт Джозефсона).

Электроны проводимости проходят сквозь диэлектрик,
благодаря туннельному эффекту.

Экспериментально этот эффект был обнаружен в 1963 году.

А в 1973 году Джозефсон за своё открытие получил Нобелевскую премию.

Явление сверхпроводимости находит широкое применение
в научных исследованиях и в технике:

- создание **сильных магнитных полей**
(сверхпроводящие соленоиды) $\sim 2 \cdot 10^7$ А/м;

- в **ускорителях** элементарных частиц;

- создание **сверхпроводящих подвесов** в гироскопах,
двигателях электрических машин с КПД близким к 100%,
в **транспорте на магнитных подушках**;

- для измерения слабых магнитных полей (до 10^{-18} Тл), малых токов
(до 10^{-10} А), малых напряжений (до 10^{-15} В) (эффект Джозефсона);

- для создания быстродействующих элементов логических устройств ЭВМ, усилителей и т.п. (эффект Джозефсона);

- создание магнитной защиты от радиации в космических кораблях.

8.4.4. Классификация полупроводниковых материалов.

Собственная и примесная электропроводность полупроводников и их температурная зависимость.

Электронный и дырочный полупроводники.

Металлы имеют удельное электросопротивление $\rho = 10^{-8} \div 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, **диэлектрики** - $\rho = 10^8 \div 10^{13} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, **полупроводники** - $\rho = 10^{-6} \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, то есть полупроводники занимают **промежуточное положение** между металлами и диэлектриками.

При $T=0\text{К}$ у полупроводников полностью заполнена валентная зона и полностью свободна зона проводимости. Ширина запрещённой зоны у полупроводников $\Delta W \leq 1 \text{ эВ}$.

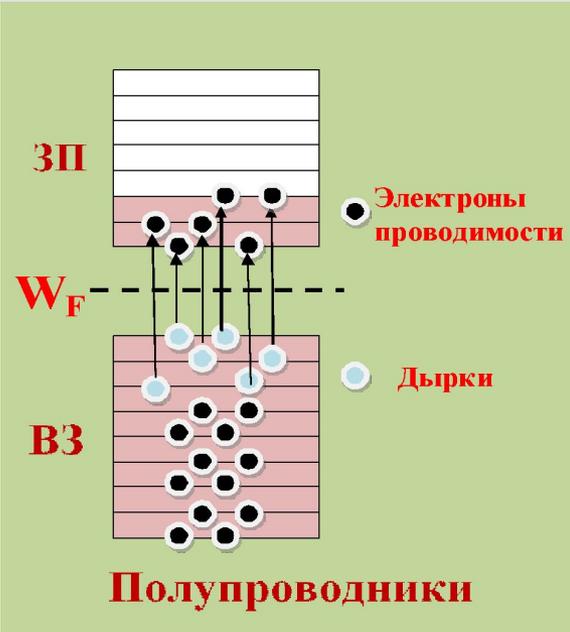
В природе полупроводники существуют в виде:

- 1) элементов IV, V и VI групп периодической системы - Si, Ge, As, Se, Te;
- 2) химических соединений - оксидов, сульфидов, селенидов, арсенидов;
- 3) сплавов на основе этих элементов.

Химически чистые полупроводники называются собственными, а их проводимость - **собственной**.

Собственная проводимость обусловлена - **электронами проводимости и дырками**, т.е. существуют параллельно два механизма проводимости - **электронный (n-типа)** и **дырочный (p-типа)**. В собственном полупроводнике число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, т.е. их концентрации равны: $n_e = n_p$.

Проводимость полупроводников возникает только в результате действия внешних факторов - *повышения температуры, облучения, сильных электрических полей.*



В собственном полупроводнике уровень Ферми лежит посередине запрещённой зоны.

Для образования электрона и дырки требуется одинаковая энергия, поэтому *отсчёт энергии* удобно вести *от середины запрещённой зоны.*

Электрон и дырка могут рекомбинировать друг с другом. В полупроводнике параллельно идут два процесса: 1) *образование электронно-дырочных пар*; 2) *их рекомбинация.* С ростом температуры вероятность первых процессов возрастает.

При повышении температуры T удельная электропроводность собственного полупроводника экспоненциально возрастает:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta W / 2kT},$$

где ΔW - ширина запрещённой зоны, k - постоянная Больцмана.

(Электропроводность металлов с ростом температуры уменьшается из-за рассеяния электронов проводимости на фононах и дефектах кристаллической решётки.)

Удельное ρ и полное R электросопротивление полупроводников с повышением температуры экспоненциально уменьшаются:

$$\rho = \rho_0 e^{\Delta W / 2kT}, \quad R = R_0 e^{\Delta W / 2kT}.$$

Исследуя температурные зависимости электросопротивления R , можно измерить *ширину запрещённой зоны ΔW* полупроводника.

Для этого зависимость $R(T)$ нужно представить в виде:

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta W}{2k} \frac{1}{T}.$$

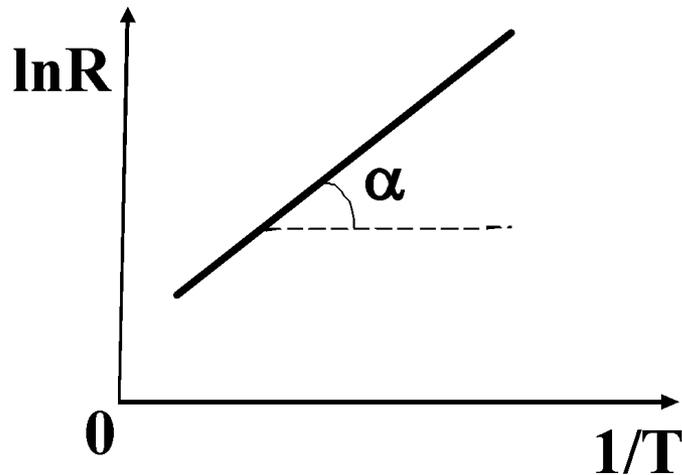


График зависимости $\ln R(1/T)$ представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой зависит от ширины запрещённой зоны полупроводника:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta W}{2k}.$$

Ширина запрещённой зоны равна:

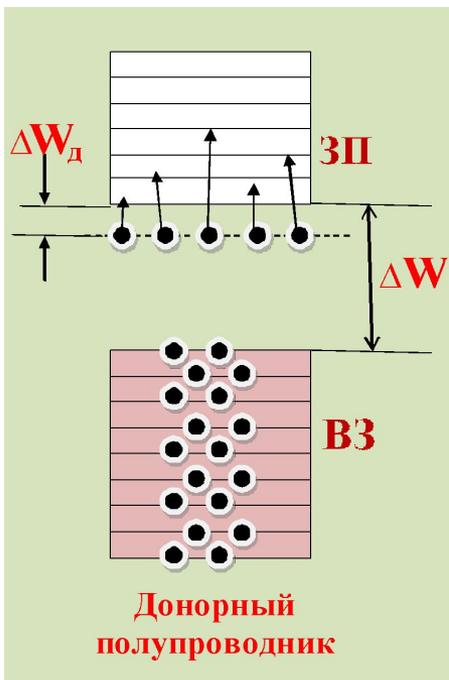
$$\Delta W = 2k \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется *примесной*, а сами полупроводники - **примесными полупроводниками**.

Примесная проводимость может быть обусловлена наличием *внедрённых* в полупроводник *атомов других элементов* или *избыточными атомами* одного из элементов полупроводникового соединения или сплава, а также точечными, линейными или объёмными *дефектами кристаллической решётки*.

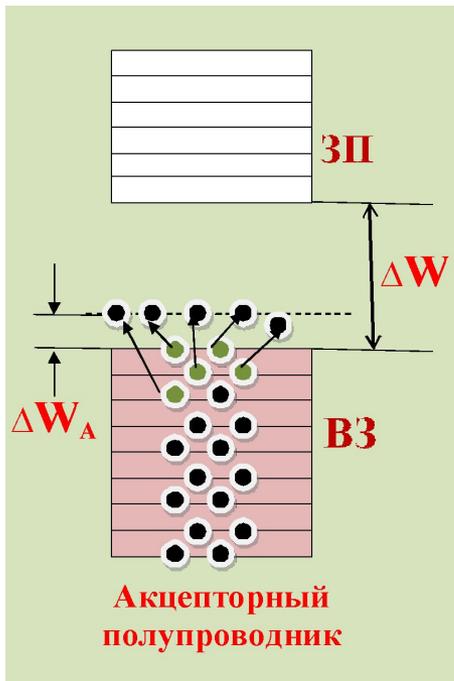
При введении в полупроводник атомов примеси, имеющей большую валентность, чем валентность атома, который замещается, появляются избыточные электроны.

Если валентность примеси меньшая, то она связывает часть электронов проводимости, уменьшая их общее количество.



В первом случае в запрещённой зоне возникают *дополнительные энергетические уровни вблизи дна зоны проводимости* - чрезвычайно узкая **примесная зона (уровень)**. **Примесный уровень заполнен электронами и называется донорным** – электроны, переходя в зону проводимости, создают примесную **электронную проводимость**. Полупроводники такого типа называются **электронными** или **n-типа**.

Энергия, необходимая для переброса электронов с примесных уровней в зону проводимости, называется **энергией активации доноров** - ΔW_d .



Во втором случае в запрещённой зоне *вблизи потолка валентной зоны* возникают *дополнительные энергетические уровни свободные от электронов*.

Они называются **акцепторными**.

Электроны из валентной зоны легко переходят на эти уровни, а в валентной зоне образуются дырки.

Так возникает **примесная дырочная проводимость**.

Полупроводники такого типа называются **дырочными** или **p-типа**.

Энергия, необходимая для переброса электронов из валентной зоны на акцепторные уровни, называется **энергией активации акцепторов** - ΔW_A .

Температурная зависимость электронной проводимости -

$$\sigma_e = \sigma_{e0} e^{-\Delta W_D / 2kT}$$

Температурная зависимость дырочной проводимости -

$$\sigma_p = \sigma_{p0} e^{-\Delta W_A / 2kT}$$

В отличие от собственной *примесная проводимость обусловлена носителями заряда одного знака*. Эти носители называются **основными**.

В полупроводнике *p-типа электроны проводимости являются основными*, а дырки - *неосновными носителями*.

В полупроводнике *p-типа дырки являются основными* носителями, а электроны проводимости - *неосновными*.

При $T=0K$ уровень Ферми W_F в полупроводнике **n**-типа находится посередине

между дном зоны проводимости и донорным уровнем.

С повышением температуры *вначале* превалируют процессы переброса электронов

← с донорного уровня в зону проводимости – уровень Ферми W_{F0} при этом *смещается вверх*.

Затем всё большую роль начинают играть *тепловые процессы переброса* электронов из валентной зоны в зону проводимости - уровень Ферми *начинает понижаться*, стремясь к середине запрещённой зоны (к положению его в собственном полупроводнике).

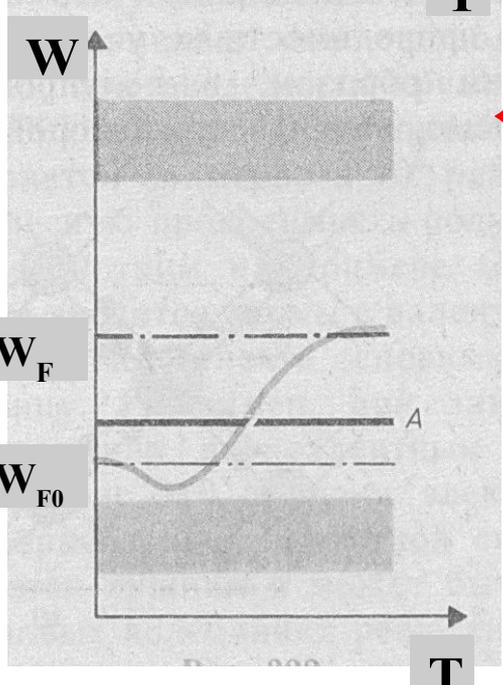
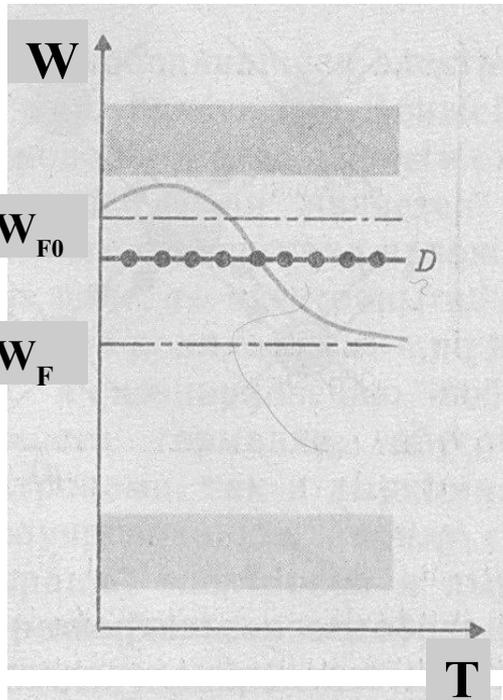
← Аналогичные процессы происходят в полупроводнике **p**-типа.

Способность носителей заряда под воздействием внешнего электрического поля осуществлять проводимость характеризуется так называемой *подвижностью носителей*.

Подвижностью носителей называется величина:

$$b = \frac{\langle v_{др} \rangle}{E},$$

где $\langle v_{др} \rangle$ - дрейфовая скорость электронов;
 E - напряжённость электрического поля.



Проводимость полупроводника как и любого проводника определяется **концентрацией n** и **подвижностью b** носителей заряда:

$$\sigma = \frac{J}{E} = \frac{n \cdot e \langle v_{др} \rangle}{E} = n \cdot e \cdot b ,$$

где J - плотность тока, e - заряд электрона.

Основной вклад в температурную зависимость удельной проводимости полупроводников вносит *концентрация носителей*.

При низких температурах преобладает примесная составляющая проводимости, так как растёт концентрация примесных носителей - участок **аб** на графике.

При повышении температуры всё больший вклад вносят собственная составляющая проводимости – вначале происходит «истощение» примесей - участок **бв**,

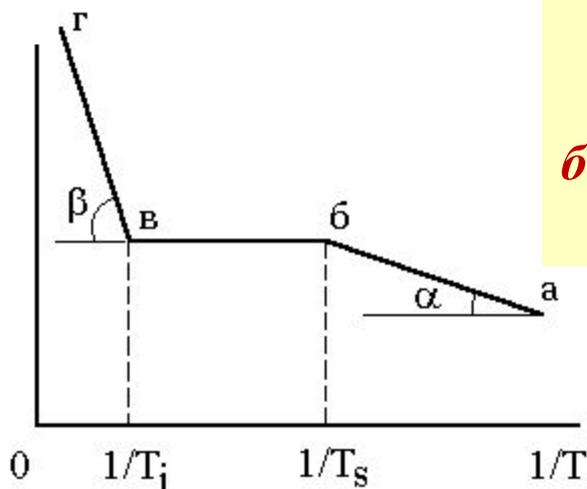
а затем при высоких температурах преобладает собственная проводимость - участок **вг**.

В общем случае температурная зависимость удельной проводимости полупроводника

выражается таким образом:

$$\sigma = \sigma_{соб} + \sigma_{пр} = \sigma_0 e^{-\Delta W / 2kT} + \sigma_{0пр} e^{-\Delta W_{пр} / 2kT} .$$

$\ln \sigma$



8.4.5. p-n -переход.

В области соприкосновения разнородных твёрдых тел возникает ряд явлений, называемых контактными.

Например, при соприкосновении *различных металлов* могут возникать термоэлектрические явления - эффект Зеебека (возникновение на контакте термоэдс, 1821 г.), эффект Пельтье (выделение неджоулева тепла на контакте, 1834 г.).

На контактах металл-полупроводник
или двух различных полупроводников
вольт-амперная характеристика нелинейная, что является основой работы многих полупроводниковых приборов.

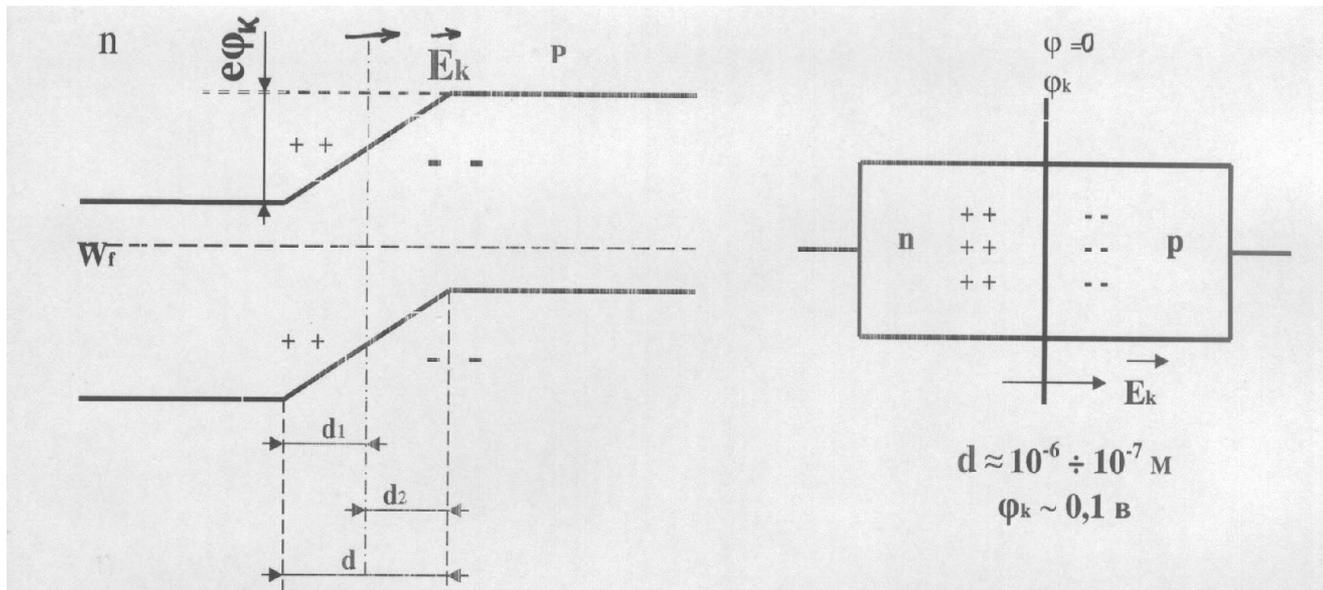
В различных областях современной электроники широко используется так называемый электронно-дырочный переход или p-n –переход (контакт дырочного и электронного полупроводников).
Рассмотрим *физические процессы*, происходящие в p-n -переходе.

Изолированные n - и p -полупроводники имеют зонную структуру, в которой уровни Ферми не совпадают.

При их соприкосновении электроны проводимости из n -полупроводника переходят в p -полупроводник, где их концентрация очень мала.

По той же причине дырки переходят из p -полупроводника в n -полупроводник.

В контактном слое толщиной d_1 в n -полупроводнике образуется **объёмный положительный заряд**, а в контактном слое толщиной d_2 в p -полупроводнике - **объёмный отрицательный заряд**.



Между слоями возникает **контактная разность потенциалов ϕ_k** , направленная от донорного полупроводника (n -типа) к акцепторному (p -типа). Возникающее электрическое поле останавливает процессы перехода через границу раздела электронов проводимости и дырок (в противоположных направлениях).

Одновременно происходит *выравнивание уровней Ферми* и устанавливается *равновесие* между полупроводниками.

При этом контактный слой толщиной $d = d_1 + d_2$ оказывается обеднённым носителями заряда.

Толщина d слоя *p-n*-перехода в полупроводниках составляет примерно 10^{-6} - 10^{-7} м,

а **контактная разность потенциалов ϕ_k** может составлять $\sim 0,5$ В.

Переходы электронов и дырок через границу раздела связаны с преодолением *потенциального барьера* $e\phi_k$ (ϕ_k - контактная разность потенциалов)

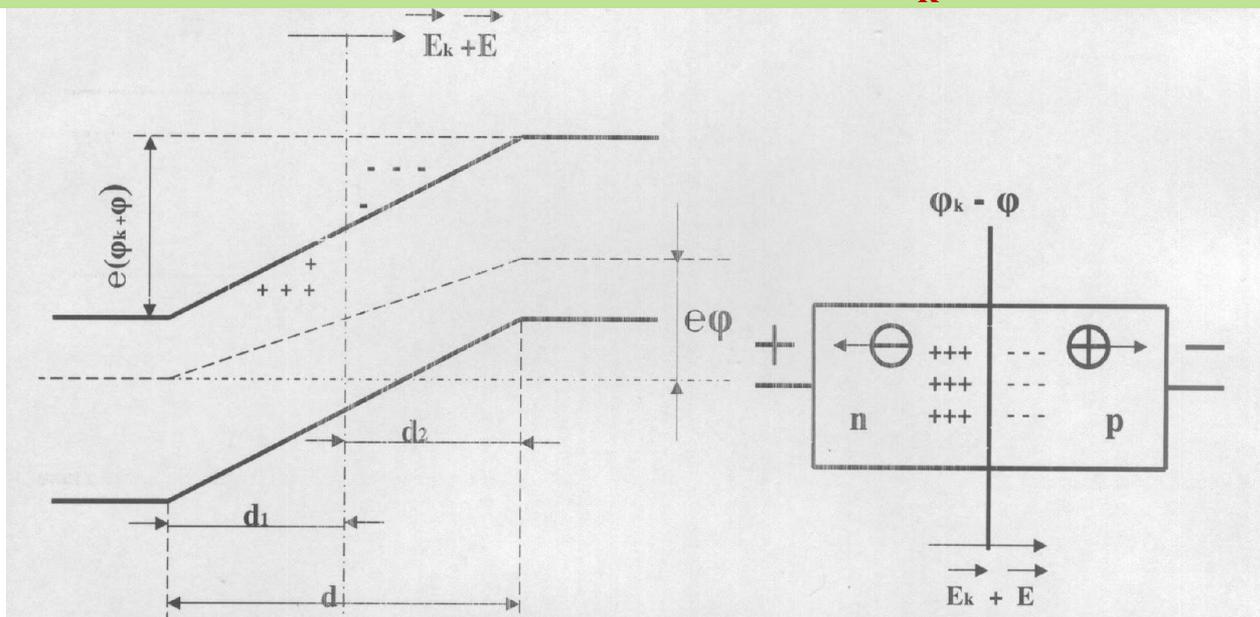
и совершением работы, которая переходит в их потенциальную энергию.

В результате *на ширине d энергетические уровни в p-полупроводнике оказываются поднятыми на высоту $e\phi_k$ по сравнению с уровнями в n-полупроводнике.*

Слой толщиной d на p-n-переходе обладает большим электросопротивлением.

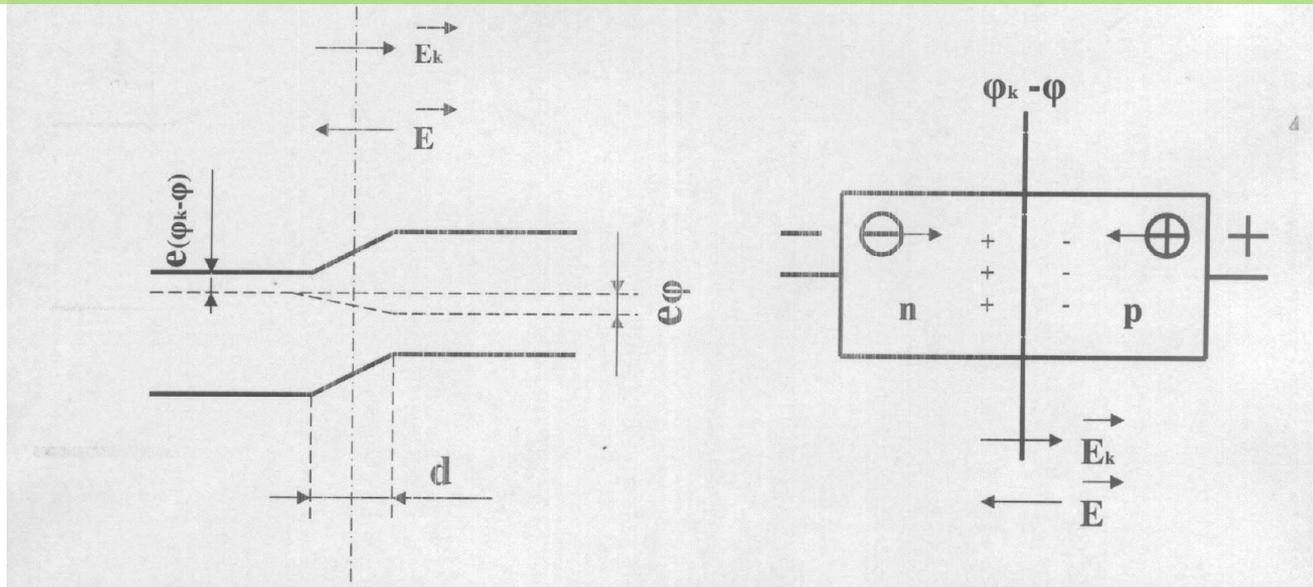
Поэтому этот контактный слой называют **запирающим.**

Если к p - n -переходу приложена внешняя разность потенциалов Φ так, что на n -полупроводник подаётся «+», а на p -полупроводник «-», то **высота потенциального барьера увеличивается на величину $e\Phi$** , т. е. становится равной **$e(\phi_k + \Phi)$** .



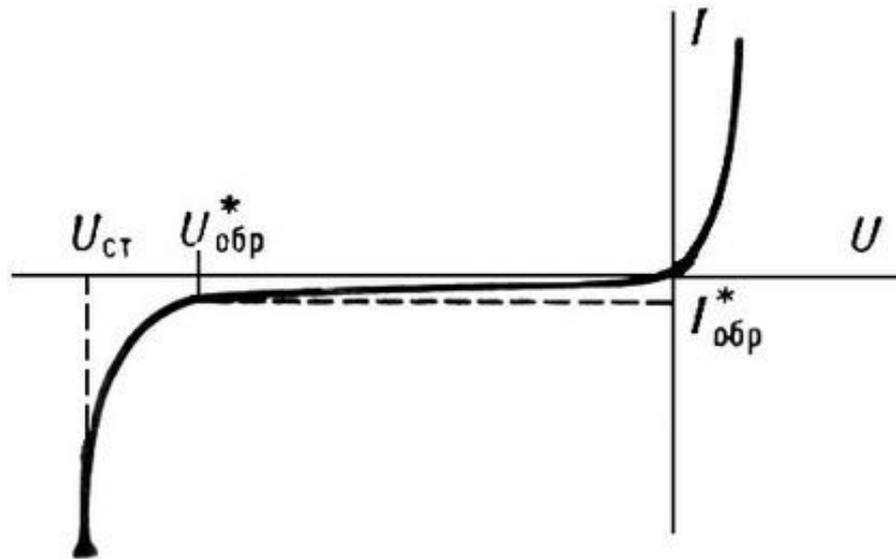
При этом электроны проводимости из n -полупроводника и дырки из p -полупроводника оттягиваются внешним полем от границы раздела, **ширина d запирающего слоя**, обеднённого носителями, **увеличивается**, и его **электросопротивление возрастает**. **Направление внешнего поля**, расширяющего запирающий слой, называется **запирающим** или **обратным**.

Если к *p-n*-переходу приложена внешняя разность потенциалов ϕ так, что на *n*-полупроводник подаётся «-», а на *p*-полупроводник «+», то **высота потенциального барьера уменьшается на величину $e\phi$** , то есть становится равной $e(\phi_k - \phi)$.



При этом электроны проводимости из *n*-полупроводника и дырки из *p*-полупроводника вытесняются внешним полем к границе раздела, ширина d запирающего слоя, обеднённого носителями, **уменьшается**, и его **электросопротивление тоже уменьшается**. **Направление внешнего поля**, уменьшающего толщину запирающего слоя, называется **пропускным** или **прямым**.

Вольт-амперная характеристика p - n -перехода имеет вид:



Правая ветвь соответствует *прямому* направлению поля, *левая* - *обратному*.

Коэффициент выпрямления (отношение силы тока в прямом направлении к силе тока в обратном при одинаковом по абсолютному значению напряжению) у хороших p - n -переходов может составлять **10^5** .

При включении в цепь переменного тока p - n -переходы действуют как **выпрямители**.

Полупроводниковые выпрямители (диоды) имеют большие *преимущества по сравнению с ламповыми* и практически вытеснили последние в электронной технике.

8.4.6. Фотоэлектрические явления в полупроводниках: фотопроводимость, фотоэдс. Принцип действия солнечных батарей.

При взаимодействии полупроводников с электромагнитным излучением возникает ряд явлений, называемых **фотоэлектрическими** - **фотопроводимость** (фоторезистивный эффект), **фотовольтаический эффект** и **вентильный фотоэффект**. Все эти явления обусловлены **внутренним фотоэффектом**.

Фотопроводимость - это **увеличение электропроводности полупроводника под действием электромагнитного излучения**. Впервые этот эффект наблюдался экспериментально американским физиком У.Смитом в 1873 году. Обычно фотопроводимость обусловлена увеличением **концентрации носителей заряда** при поглощении фотонов. Общая **удельная электропроводность** равна:

$$\sigma = \sigma_T + \sigma_{\phi}.$$

где σ_T - «темновая» удельная электропроводность, обусловленная **равновесными** при данной температуре носителями заряда; σ_{ϕ} - удельная **фотопроводимость**, создаваемая **неравновесными** носителями при поглощении ими фотонов.

В чистых полупроводниках **фотопроводимость** возникает благодаря *переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости*.

Это возможно только, когда энергия фотонов превышает ширину запрещённой зоны полупроводника, то есть $\epsilon_{\text{ф}} > \Delta W$.

При этом одновременно *возрастает количество электронов проводимости и дырок*.

Концентрации электронов проводимости и дырок одинаковы: $n_e = n_p$.

Такая **фотопроводимость** называется собственной.

Красная граница собственной фотопроводимости обычно находится в *видимой области* спектра и определяется из условия:

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{hc}{\Delta W}$$

или

$$\nu_{\text{кр}} = \frac{\Delta W}{h}.$$

В примесных донорных полупроводниках **фотопроводимость** возникает благодаря *переходу электронов с примесных уровней в зону проводимости*.

При этом в полупроводнике возрастает количество *электронов проводимости* ($n_e > n_p$) и наблюдается примесная электронная фотопроводимость.

В примесных акцепторных полупроводниках **фотопроводимость** возникает благодаря *переходу электронов из валентной зоны на свободные примесные уровни*.

При этом в полупроводнике возникает избыточное количество *дырок* ($n_p > n_e$).

Такая **фотопроводимость** называется примесной дырочной.

Примесная фотопроводимость возникает, если энергия фотонов превышает энергию активации примеси, то есть $\epsilon_{\text{ф}} > \Delta W_{\text{пр}}$.

Красная граница примесной фотопроводимости обычно находится в инфракрасной области спектра и определяется из условия:

$$\lambda_{\text{кр}}^{\text{пр}} = \frac{hc}{\Delta W_{\text{пр}}}$$

или

$$\nu_{\text{кр}}^{\text{пр}} = \frac{\Delta W_{\text{пр}}}{h}.$$

Избыточные носители заряда, возникающие в полупроводнике при его облучении фотонами, являются **неравновесными**.

Наряду с процессами их **генерации** имеют место и процессы **рекомбинации**. Стационарное значение фотопроводимости устанавливается при освещении полупроводника и исчезает при его затемнении не мгновенно.

При небольшой интенсивности света **концентрация носителей n и сила фототока I при включении и выключении освещения изменяются со временем по экспоненциальному закону:**

$$\begin{array}{lll} n = n_0(1 - e^{-t/\tau}); & I = I_0(1 - e^{-t/\tau}); & \text{(включение освещения),} \\ n = n_0 e^{-t/\tau}; & I = I_0 e^{-t/\tau}; & \text{(выключение освещения),} \end{array}$$

где **τ - среднее время жизни неравновесного носителя заряда.** Время τ может меняться в широком диапазоне от 1 до 10^{-8} с в зависимости от структуры и чистоты полупроводника, а также от температуры.

Фотовольтаический эффект в полупроводниках обусловлен пространственным разделением генерируемых излучением носителей заряда.

При *неравномерном освещении* полупроводника концентрация носителей заряда велика вблизи освещённой его части и мала вблизи затенённой.

Носители из облучаемой части диффундируют в затенённую.

Если подвижности электронов проводимости и дырок неодинаковы, в объёме полупроводника возникает пространственный заряд, а между освещённым и затенённым участками возникает **диффузионная фотоэдс.**

В *неоднородных* по химическому составу или *неоднородно легированных* примесями полупроводниках, а также *на контакте полупроводник-металл* при облучении возникает **вентильная фотоэдс.**

В области неоднородности существует внутреннее электрическое поле, которое ускоряет генерируемые излучением неосновные неравновесные носители заряда. В результате фотоносители разных знаков пространственно разделяются и возникает **фотонапряжение.**

Большое практическое значение имеет вентильная фотоэдс, возникающая на **p-n-переходе** и **гетеропереходе.**

Фотоэлементы используются для создания **солнечных батарей** с коэффициентом полезного действия $\eta = 10 \div 20\%$, а также в системах автоматического контроля и управления, сигнализации, локации, связи, кино.