

Лекция 4

Электропроводность твёрдых тел

Электропроводность металлов и полупроводников
Влияние примесей на удельную проводимость
Эффекты сильного поля
Явление сверхпроводимости

лектор:
Колосько Анатолий Григорьевич
(agkolosko@mail.ru)

Дрейф электронов

При приложении к проводнику электрического поля в нём возникает направленное движение электронов - так называемый **дрейф**, с постоянной дрейфовой скоростью $v_{др}$, которая зависит от напряжённости поля E и подвижности электронов в материале μ :

$$v_{др} = -\mu \cdot E \quad \text{отсюда же определение подвижности:} \quad \mu = v_{др} / E$$

Возникающий при этом электрический ток I имеет плотность ($j = I/S$):

$$j = -e \cdot n \cdot v_{др} = e \cdot n \cdot \mu \cdot E = \sigma \cdot E \quad \sigma = e \cdot n \cdot \mu$$

где e - модуль заряда электрона, n - концентрация электронов,
 σ - удельная электропроводность проводника,
обратная ей величина $\rho = 1/\sigma$ - удельное сопротивление.

Среднее время пробега - время ускорения электрона

в поле до столкновения с атомом решётки
связано со скоростью дрейфа равенством:

$$v_{др} = e \cdot E \cdot \tau / m_e$$

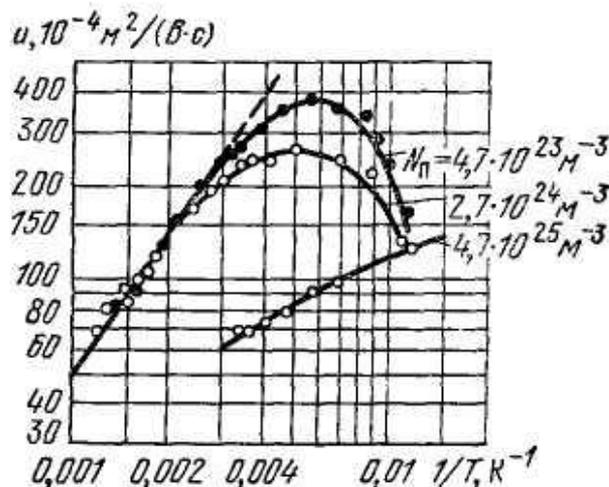
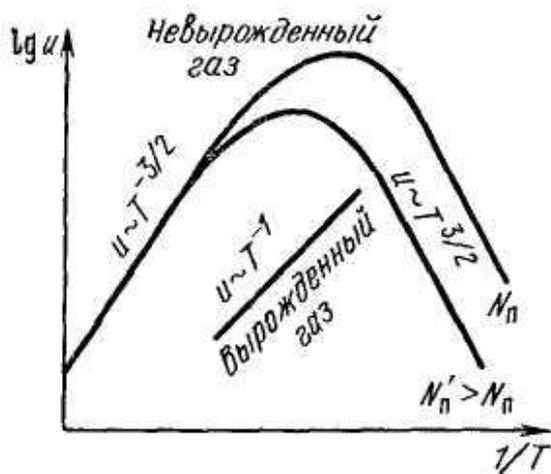
Подвижность свободных носителей заряда

Появление электрического сопротивления связано с наличием в кристаллической решётке проводника различного рода дефектов.

В области **высоких температур** основное значение имеет рассеяние электронов

на тепловых колебаниях решётки (на фононах):

$$\mu \sim T^{-1}$$



ценного

С повышением концентрации примеси максимум кривой смещается в сторону высоких T .

При **низких температурах** рассеяние идёт в основном на ионизированных атомах примесей, которые отклоняют пролетающие мимо электроны.

для невырожденного газа

, а для вырожденного

$$\mu = \text{const}$$

Электропроводность металлов

Так как в металлах концентрация вырожденного электронного газа n практически не зависит от T , то зависимость удельной электропроводности определяется

зависимостью подвижности электронов μ от T :

$$\sigma(T) = e \cdot n \cdot \mu(T)$$

В достаточно чистом металле концентрация примесей мала и подвижность μ вплоть до очень низких T определяется рассеянием электронов на фоновых

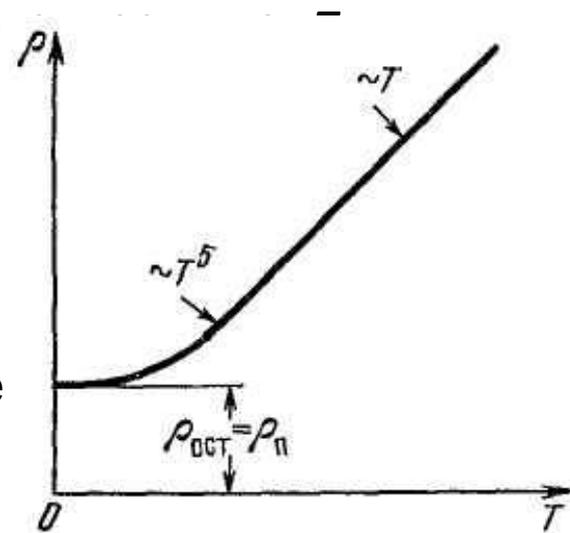
В области **высоких** T :

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \alpha_\rho (T - T_0) \right]$$

поэтому выполняется:

где ρ_0 и T_0 - произвольная точка, α_ρ - температурный коэффициент удельного сопр.

При T близких к 0 основное значение приобретает рассеяние на дефектах решётки



$$\rho = \rho_{ост} + \rho_{фононное}$$

(в основном на примесных атомах) поэтому $\mu = const$ и сопротивление ρ

Проводимость металлов, сплавов и полупроводников

У металлов концентрация носителей заряда n практически не зависит от T , и температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ определяется температурной зависимостью подвижности $\mu(T)$.

Сплавы имеют повышенное ρ в сравнении с компонентами, входящими в их состав, и меняется у них ρ с изменением T значительно слабее.

В полупроводниках концентрация носителей заряда n сильно зависит от T и температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда $n(T)$.

Проводимость п/п зависит от внешних факторов, сообщаящих электронам валентной зоны энергию, достаточную для их перехода в зону проводимости. Причём, чем меньше ширина запрещенной зоны E_g и выше температура T , тем больше электронов переходит в зону проводимости (тем больше n , и тем выше σ).

Электропроводность полупроводников

Полупроводники высокой степени очистки при не слишком низких температурах обладают **собственной электрической проводимостью**, которую обеспечивают

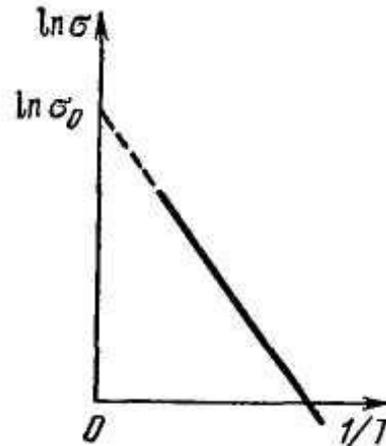
собственные электроны и дырки с кс

$$\sigma_i = e(n_i \mu_n + p_i \mu_p)$$

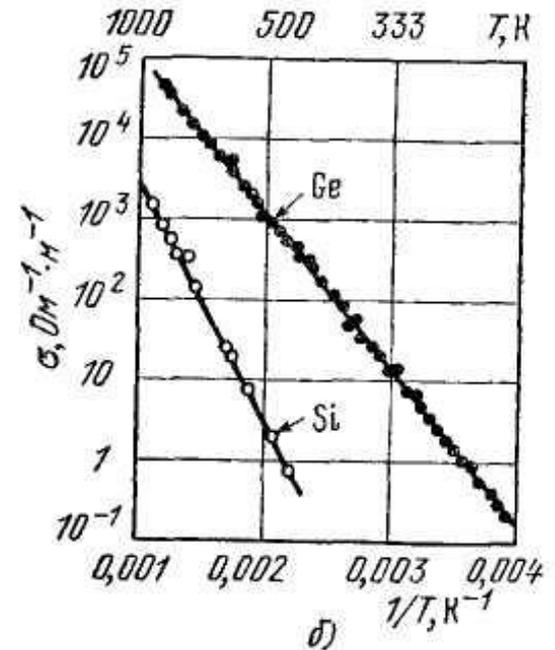
После подстановки соответствующих n_i и p_i , μ_n и μ_p получим:

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

В полулогарифмических координатах:

$$\ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \left(\frac{E_g}{2k}\right) \cdot \frac{1}{T}$$


а)

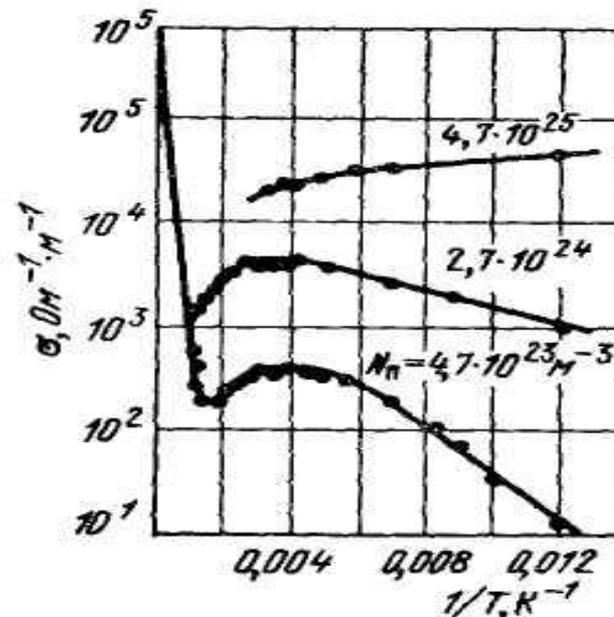


б)

Прямая $\ln \sigma_i(1/T)$ отсекает на оси ординат отрезок $\ln \sigma_0$, а тангенс угла её наклона $-E_g/2k$. Таким образом, экспериментально

Примесная проводимость полупроводников

Зависимости $\sigma(T)$ для примесного п/п, содержащего различные количества примеси:



При низких T (по температуре истощения примеси T):

$$n = (N_c N_D)^{1/2} \exp(-E_D/2kT)$$

$$\sigma_n = \sigma_{n0} \exp(-E_D/2kT)$$

или $\ln \sigma_n = \ln \sigma_{n0} - E_D/2kT$ коэффициент, слабо зависящий от T .

Из эксперимента по линии $\ln \sigma(1/T)$ можно получить энергию активации примеси

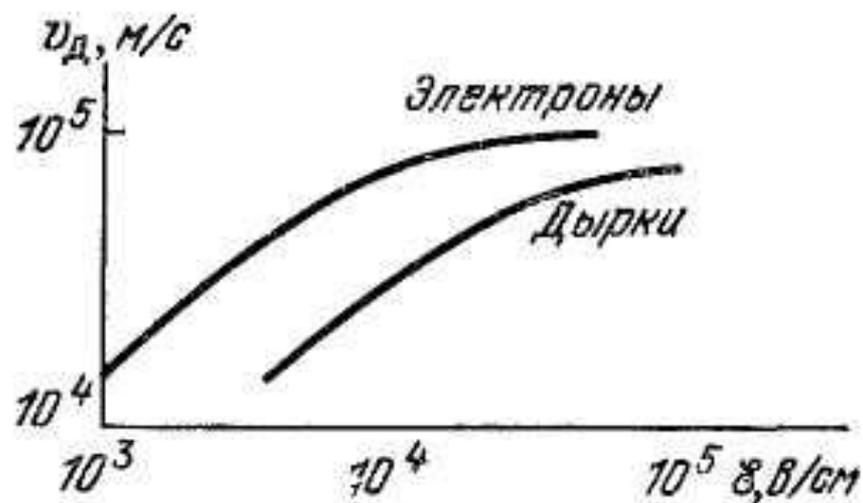
$$E_D$$

При $T_i > T > T_s$ концентрация постоянная $n = N_{пр}$, а σ с ростом T падает из-за

Эффекты сильного поля

Пока напряженность электрического поля E мала среднюю скорость теплового движения электронов $\langle v \rangle$ можно считать const, подвижность носителей μ и электропроводность σ также не зависят от поля, поэтому работает закон Ома: ток в проводнике I пропорционален приложенному напряжению U .

Сильное увеличение поля E приводит к существенному отклонению от закона Ома: дрейфовая скорость свободных носителей заряда растёт, стремясь к насыщению, что приводит к ряду интересных эффектов: **эффекту Ганна, ударной ионизации, электростатической ионизации, термоэлектронной ионизации и т.д.**

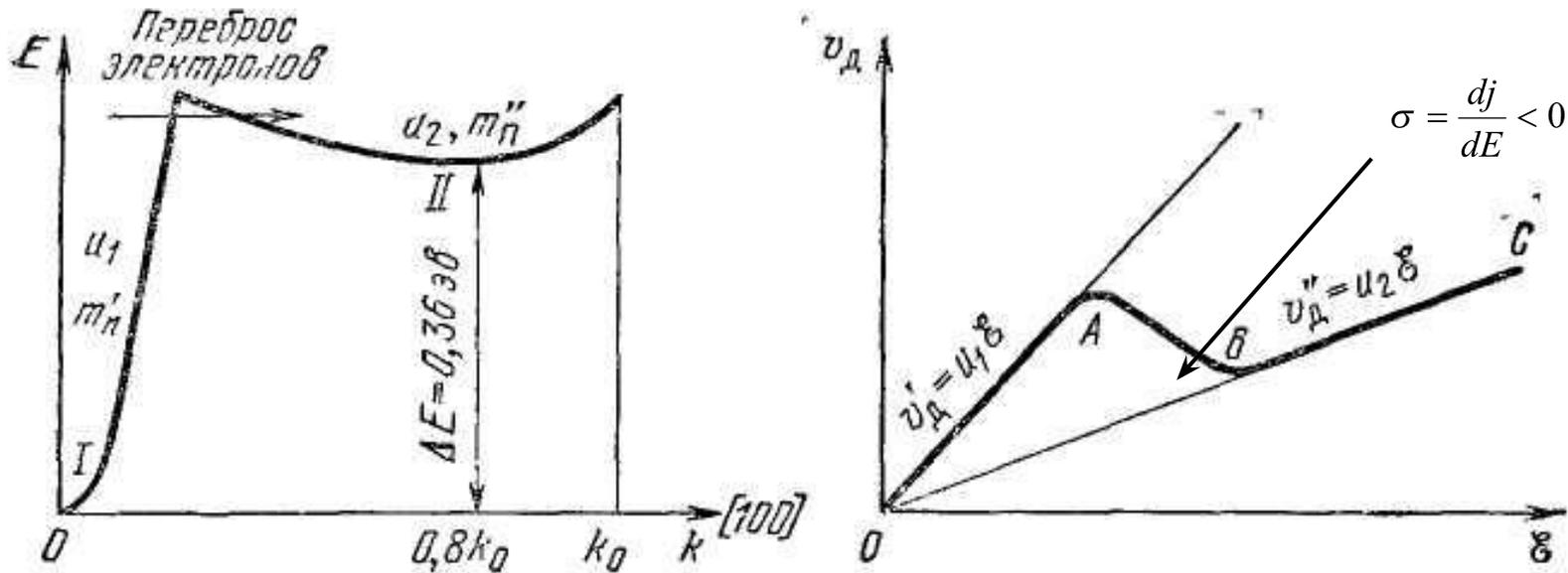


Эффект Ганна в полупроводниках типа $A^{IV}B^V$

В зонной структуре GaAs имеются 2 энергетических min. При малых полях электроны

зоны проводимости размещаются в первом min и обладают $\mu \approx 0,5 \text{ м}^2/\text{с}/\text{В}$.

С увеличением поля электроны набирают кинетическую энергию и переходят в верхний min, где $\mu \approx 0,01 \text{ м}^2/\text{с}/\text{В}$, при этом их скорость дрейфа v резко падает.

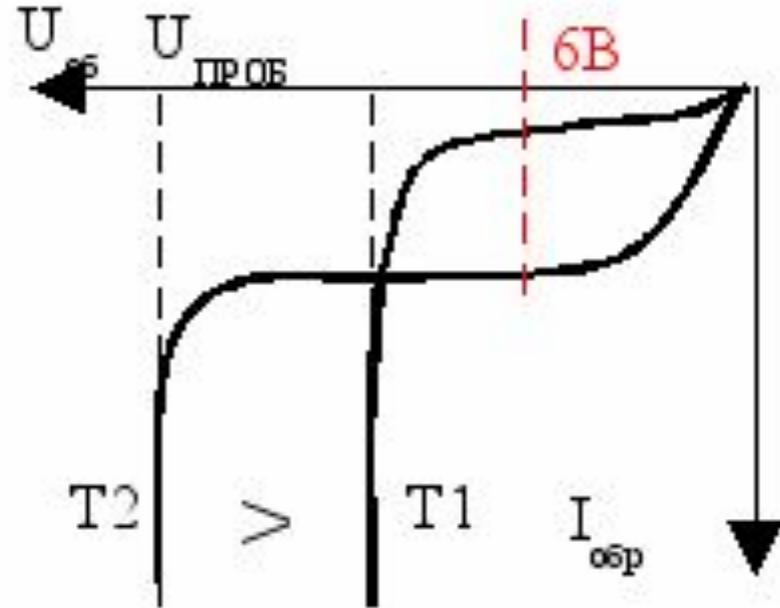
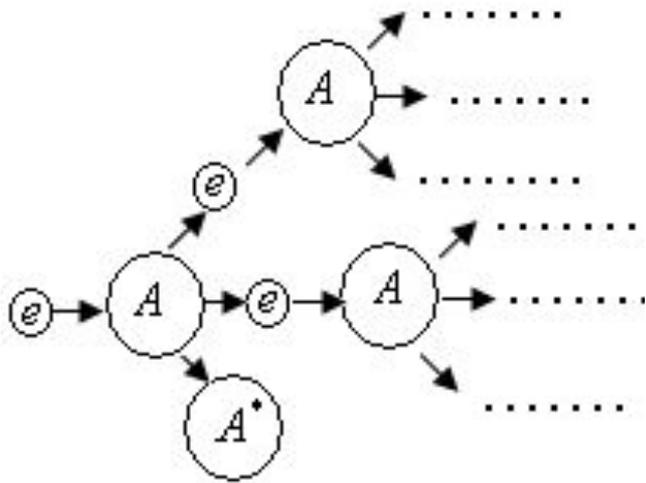


Отрицательная проводимость приводит к возникновению локальных скоплений заряда - доменов Ганна, которые "оттягивают" на себя большую часть внешнего U .

Генераторы Ганна, используя этот эффект, создают СВЧ колебания напряжения

Ударная ионизация

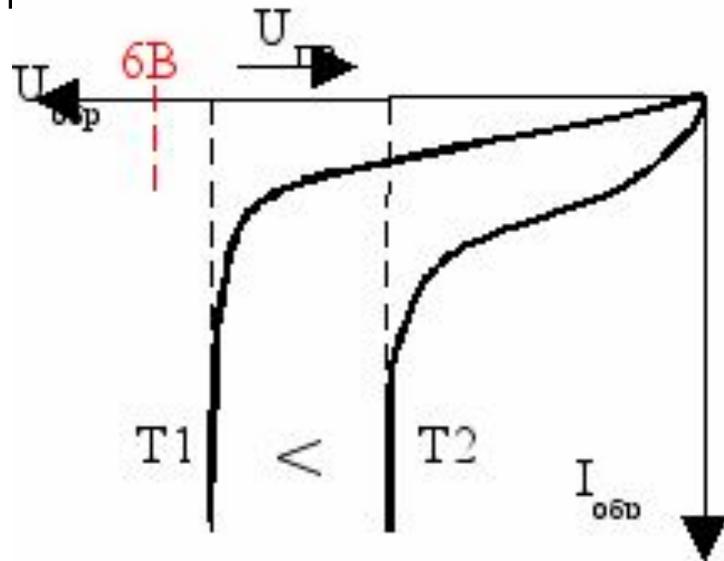
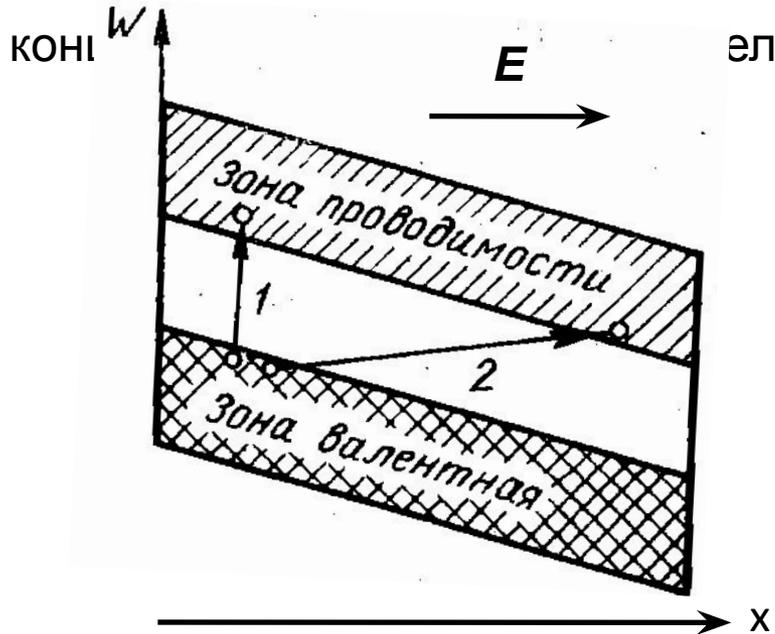
В сильном электрическом поле электронный газ разогревается и электроны зоны проводимости могут приобрести энергию, достаточную для переброса других электронов (ударом) из валентной зоны в зону проводимости. Концентрация свободных носителей заряда при этом лавинно возрастает, приводя к электрическому пробое вещества (по



При увеличении T электроны проводимости чаще сталкиваются с атомами материала, не успевая набрать энергию ионизации, поэтому для лавинного

Электростатическая ионизация (эффект Зинера)

В сильном электрическом поле возможен переход электронов из валентной зоны в зону проводимости путем **туннелирования** через запрещенную зону, что повышает



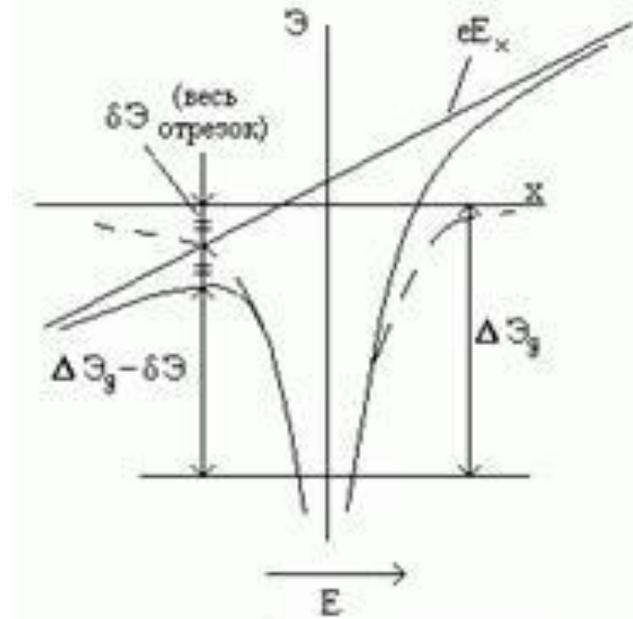
Наклон энергетических зон происходит благодаря тому, что в электрическом поле E электрон приобретает дополнительную потенциальную энергию W , зависящую от

Термоэлектронная ионизация Френкеля

Электрическое поле действует на электрон, связанный с атомом примеси, понижая потенциальный барьер, удерживающий его около атома (нагибая края потенциальной ямы), что приводит к увеличению вероятности перехода электрона в зону проводимости.

Рост концентрации электронов в зоне проводимости:

$$n_x' = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{\Delta W_d - \delta W}{2kT}\right) =$$
$$n_{x0} \exp\left(\frac{\delta W}{2kT}\right)$$

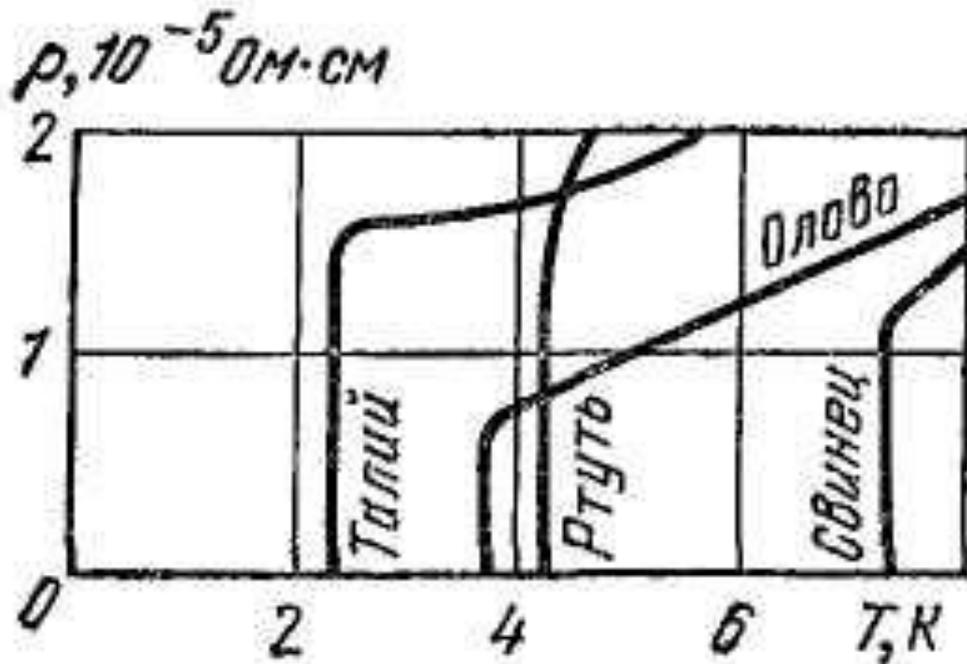


где уменьшение барьера связано $\delta W = \alpha \sqrt{E}$
с электрическим полем:

Явление сверхпроводимости

При постепенном понижении температуры у проводников наблюдается скачкообразное изменение сопротивления – переход в сверхпроводящее состояние,

в результате чего проводник приобретает идеальную проводимость ($\rho \approx 0$).



У чистых металлов лучшими сверхпроводниками являются наиболее высокоомные: свинец, ниобий, олово, ртуть и др.

Свойства веществ при низких температурах используются в радиоэлектронике,

новая область науки, возникшая на этой базе, называется криоэлектроникой.

К криоэлектронным приборам относят криотронные переключатели, генераторы

Последний слайд

aaa

Досвидания!