

Министерство образования Российской Федерации
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ»

Факультет электроники
Кафедра микроэлектроники

Материалы и элементы электронной техники Ч.І

доц. Лазарева Н.П.

тема: 7

Температурная зависимость
удельного сопротивления
металлических проводников



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Элементарные частицы (в том числе и электроны) обладают свойством корпускулярно-волнового дуализма. Поэтому движение свободных электронов в металле можно рассматривать как распространение плоских электронных волн, длина которых определяется соотношением де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 u} = \frac{h}{\sqrt{2m_0 \mathcal{E}}}$$

Идеальная, не содержащая искажений кристаллическая решетка твердого тела не оказывает рассеивающего влияния на поток электронов

В идеальном кристалле длина свободного пробега электронов равна бесконечности, а сопротивление электрическому току равно нулю

Рассеяние, приводящее к появлению сопротивления, возникает в тех случаях, когда в решетке имеются различного вида нарушения правильного строения – дефекты структуры динамические и статические, точечные и протяженные



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Эффективное рассеяние волн происходит в том случае, когда размер рассеивающих центров (дефектов) превышает четверть длины волны. В металлах энергия электронов проводимости составляет 3—15 эВ. Этой энергии соответствует длина волны 3—7 Å, поэтому любые микронеоднородности структуры препятствуют распространению электронных волн, вызывают рост удельного сопротивления материала

В чистых металлах совершенной структуры единственной причиной, ограничивающей длину свободного пробега электронов, является тепловое колебание атомов в узлах кристаллической решетки.

Электрическое сопротивление металла, обусловленное тепловым фактором, обозначим через ρ_T . С ростом температуры увеличиваются амплитуды тепловых колебаний атомов и связанные с ними флуктуации периодического поля решетки, это усиливает рассеяние электронов и вызывает возрастание удельного сопротивления.



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Интенсивность рассеяния электронов прямо пропорциональна поперечному сечению сферического объема, который занимает колеблющейся атом.

Если поток электронов падает на плоскую поверхность площадью S_0 , то вероятность F_0 рассеяния одного электрона одним колеблющимся центром будет определяться соотношением

$$F_0 = \pi \Delta a^2 / S_0,$$

где Δa – амплитуда тепловых колебаний атомов

Продвижение потока на глубину L_0 сопровождается увеличением вероятности рассеяния электрона пропорционально числу атомов, заключенных в рассматриваемый объем

$$F_L = F_0 \cdot N \cdot S_0 \cdot L_0,$$



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

где N – число атомов в единице объема материальной рассеивающей среды. Учитывая, что средняя длина свободного пробега электронов пропорциональна вероятности их рассеяния на единице пути, получим

$$\bar{l}_T = \frac{1}{F_1} = \frac{1}{F_0 \cdot N \cdot S_0} = \frac{1}{\pi \cdot \Delta a^2 \cdot N}$$

Потенциальная энергия атома, отклоненного на Δa от узла решетки, определяется выражением

$$\mathcal{E}_{упр} = \frac{1}{2} k_{упр} (\Delta a)^2$$

где $k_{упр}$ — коэффициент упругой связи, которая стремится вернуть атом в положение равновесия



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

средняя энергия одномерного гармонического осциллятора (колеблющегося атома) равна kT . На этом основании запишем следующее равенство :

$$\frac{1}{2} k_{\text{упр}} (\Delta a)^2 = kT$$

Потенциальная энергия атома, отклоненного на Δa от узла решетки, определяется выражением

$$\mathcal{E}_{\text{упр}} = \frac{1}{2} k_{\text{упр}} (\Delta a)^2$$

где $k_{\text{упр}}$ — коэффициент упругой связи, которая стремится вернуть атом в положение равновесия



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Длина свободного пробега электронов обратно пропорциональна температуре:

$$\bar{l}_T = \frac{k_{ypr}}{2\pi NkT}$$

Полученное отношение не выполняется при низких температурах. Дело в том, что с понижением температуры могут уменьшаться не только амплитуды тепловых колебаний атомов, но и частоты колебаний. Поэтому в области низких температур рассеяние электронов тепловыми колебаниями узлов решетки становится неэффективным

Характеристическая температура Θ_D - Температура Дебая определяет максимальную частоту тепловых колебаний, которые могут возбуждаться в кристалле:

$$\Theta_D = \frac{h\nu_{\max}}{k}$$

Эта температура зависит от сил связи между узлами кристаллической решетки и является важным параметром твердого тела.



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

при $T > \Theta D$ удельное сопротивление металлов изменяется линейно с температурой:

$$\rho_T = \frac{1}{\gamma} = \frac{2\pi m_n^* k u_F}{e^2 k_{упр}} T = BT$$

Линейная аппроксимация температурной зависимости $\rho(T)$ справедлива и до температур, близких к $(2/3)\Theta D$, где ошибка не превышает 10%. Для большинства металлов характеристическая температура Дебая не превышает 400—450 К. Поэтому линейное приближение обычно справедливо при температурах от комнатной и выше

В низкотемпературной области ($T \ll \Theta D$), где спад удельного сопротивления обусловлен постепенным исключением все новых и новых частот тепловых колебаний (фононов), теория предсказывает степенную зависимость $\rho_T \sim T^5$



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

$$\rho_T = \frac{1}{\gamma} = \frac{2\pi m_n^* k u_F}{e^2 k_{упр}} T = BT$$

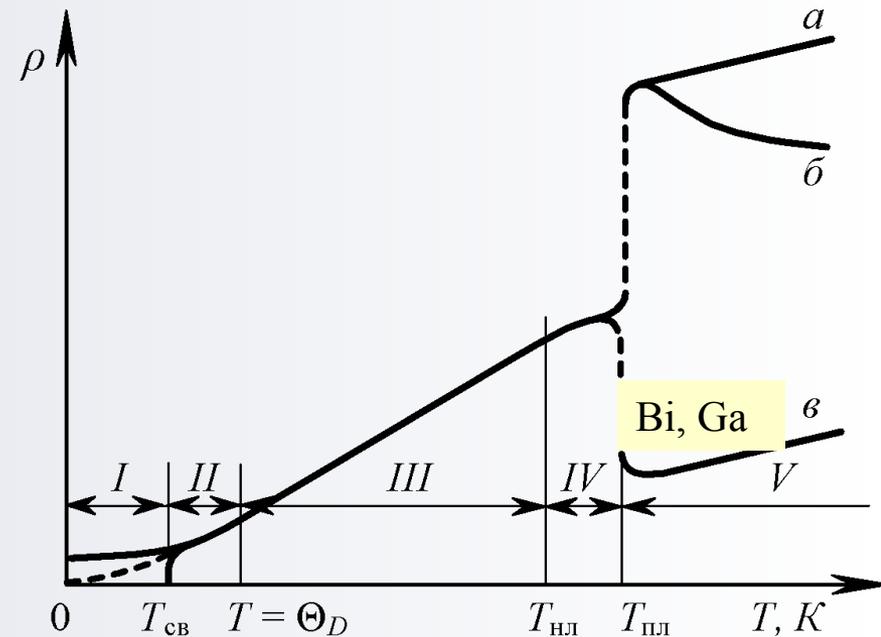
I – область (несколько кельвинов), возможного состояния сверхпроводимости (скачок ρ при $T = T_{св}$).

II – область изменения $\rho \sim T^n$, где n изменяется от 5 до 1 при $T = \Theta_D$

III – область линейной зависимости $\rho = f(T)$

IV – область плавления

V – область жидкого состояния



Зависимость удельного сопротивления металлического проводника от температуры в широком диапазоне температур:

a, б, в — варианты изменения удельного сопротивления различных расплавленных



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Относительное изменение удельного сопротивления при изменении температуры на один кельвин (градус) называют *температурным коэффициентом удельного сопротивления*:

$$\alpha_{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dT}$$

Положительный знак α_{ρ} соответствует случаю, когда удельное сопротивление в окрестности данной точки возрастает при повышении температуры. Величина α_{ρ} также является функцией температуры. В области линейной зависимости $\rho(T)$ справедливо выражение:

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha_{\rho} (T - T_0)]$$

где ρ_0 и α_{ρ} — удельное сопротивление и температурный коэффициент удельного сопротивления, отнесенные к началу температурного диапазона, т. е. температуре T_0 ; ρ — удельное сопротивление при температуре T .



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

значение α_ρ чистых металлов должно быть близким к $1/T$
большинство металлов имеют при комнатной температуре $\alpha_\rho \approx 0,004 \text{ K}^{-1}$

$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dT}$$

На практике при измерении α_ρ часто бывает полезной следующая формула

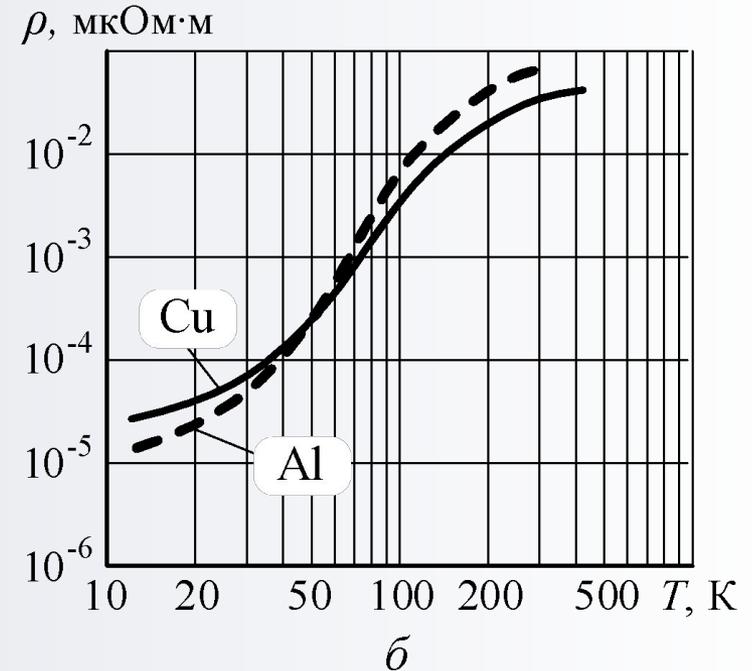
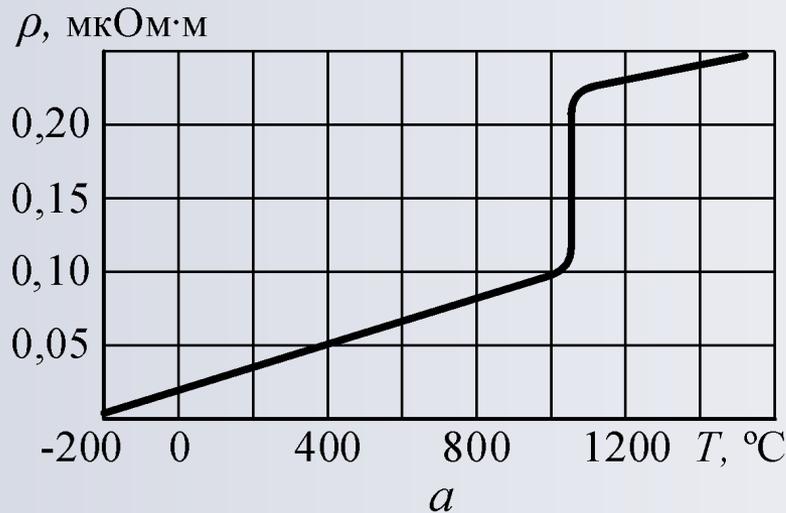
$$\alpha_\rho = \alpha_R + \alpha_l$$

где α_R — температурный коэффициент сопротивления данного резистора; α_l — температурный коэффициент линейного расширения материала.

У чистых металлов $\alpha_\rho \gg \alpha_l$, поэтому у них $\alpha_\rho \approx \alpha_R$.



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников



Зависимости удельного сопротивления от температуры в широком интервале температур для меди (а) и при низких температурах для меди и алюминия (б)



Влияние примесей и других структурных дефектов на удельное сопротивление металлов

$$\rho = \rho_t + \rho_{ост}$$

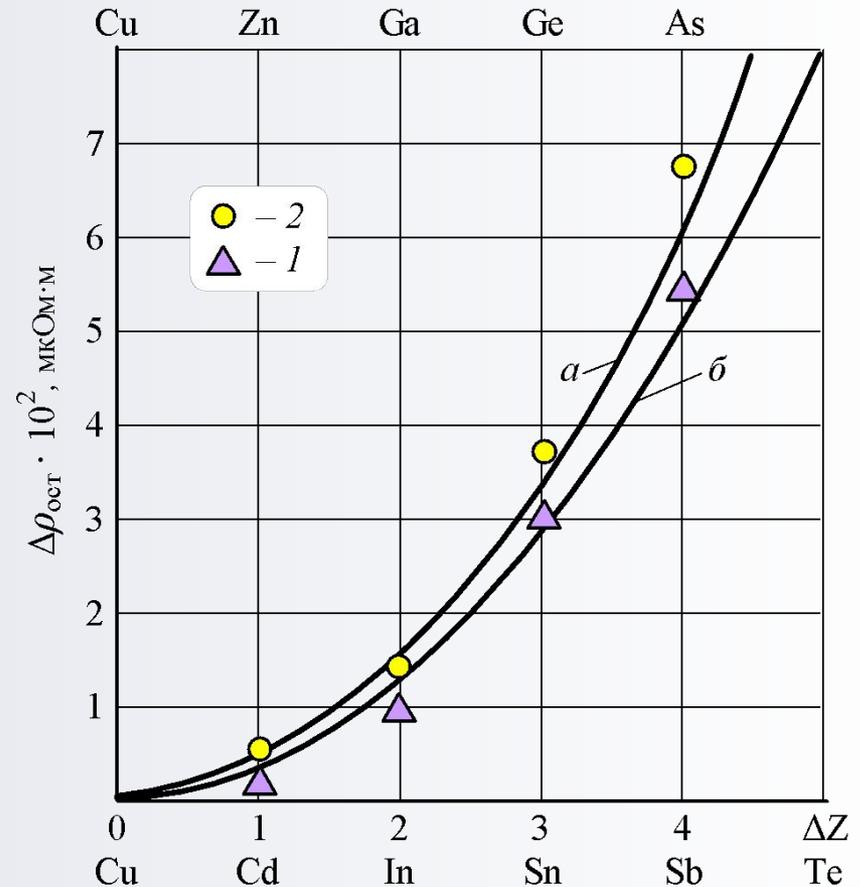
Остаточное сопротивление меди на 1 ат. % концентрации примеси:

1 — верхний ряд элементов;

2 — нижний ряд элементов;

a — $\Delta\rho_{ост} = 0.4(\Delta Z)^2$;

б — $\Delta\rho_{ост} = 0.32(\Delta Z)^2$



Влияние примесей и других структурных дефектов на удельное сопротивление металлов



Электрические свойства металлических сплавов

Зависимость удельного сопротивления от состава сплавов Au — Си:

a — для неупорядоченных сплавов (после закалки);

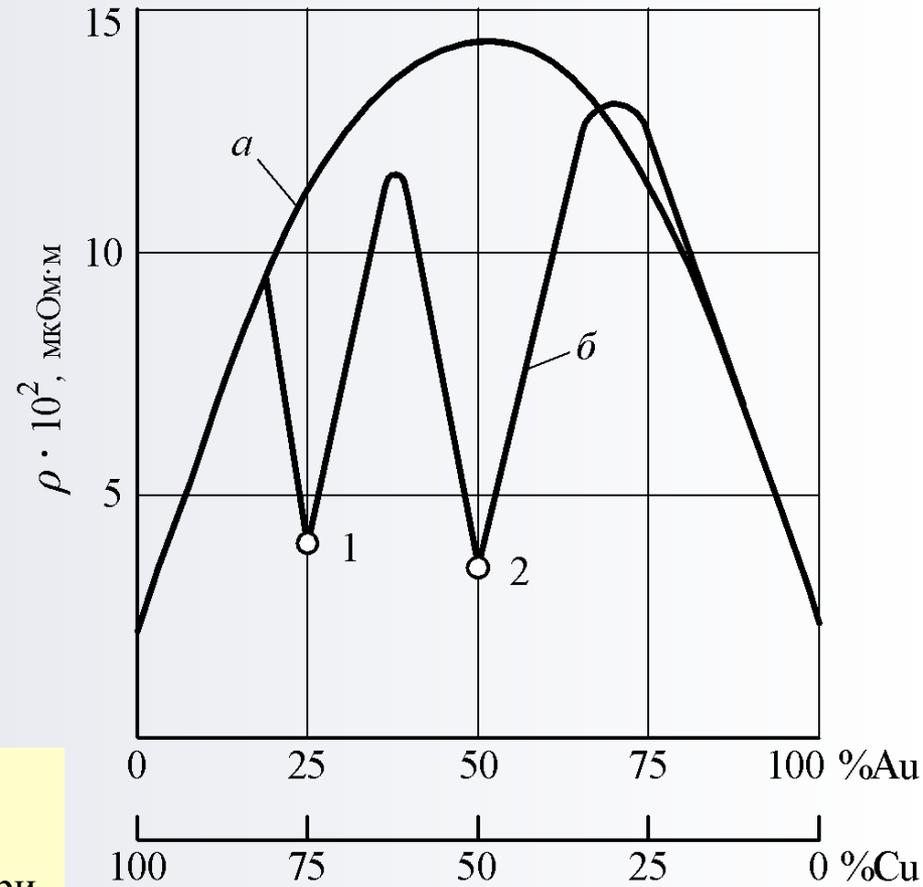
б — для упорядоченных сплавов (после отжига);

1 — соответствует сплаву Cu_3Au ;

2 — CuAu

$$\rho_{ост} = Cx_Ax_B = Cx_B(1 - x_B)$$

закона Нордгейма



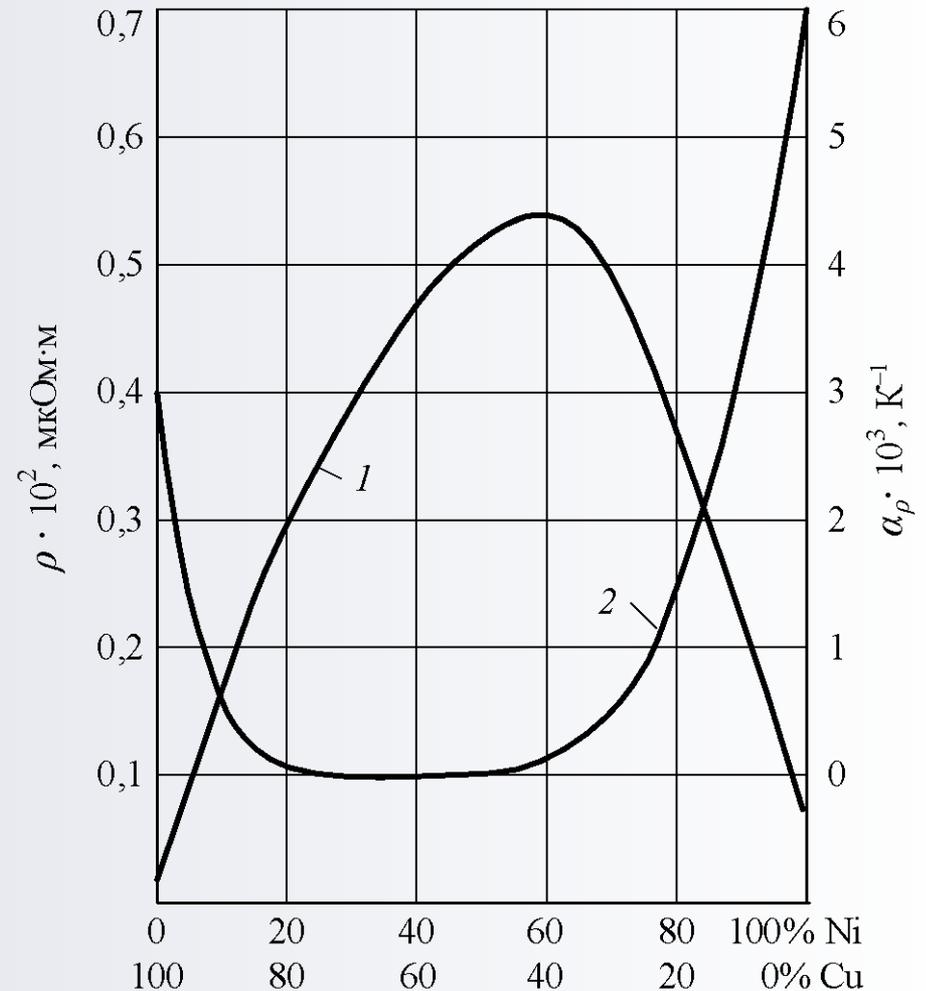
В бинарных твердых растворах А—В остаточное сопротивление увеличивается как при добавлении атомов В к металлу А, так и при добавлении атомов А к металлу В, причем это изменение характеризуется симметричной кривой.



Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Электрические свойства металлических сплавов

Зависимость удельного
сопротивления (1)
и температурного
коэффициента удельного
сопротивления (2)
медно-никелевых сплавов от
содержания компонентов

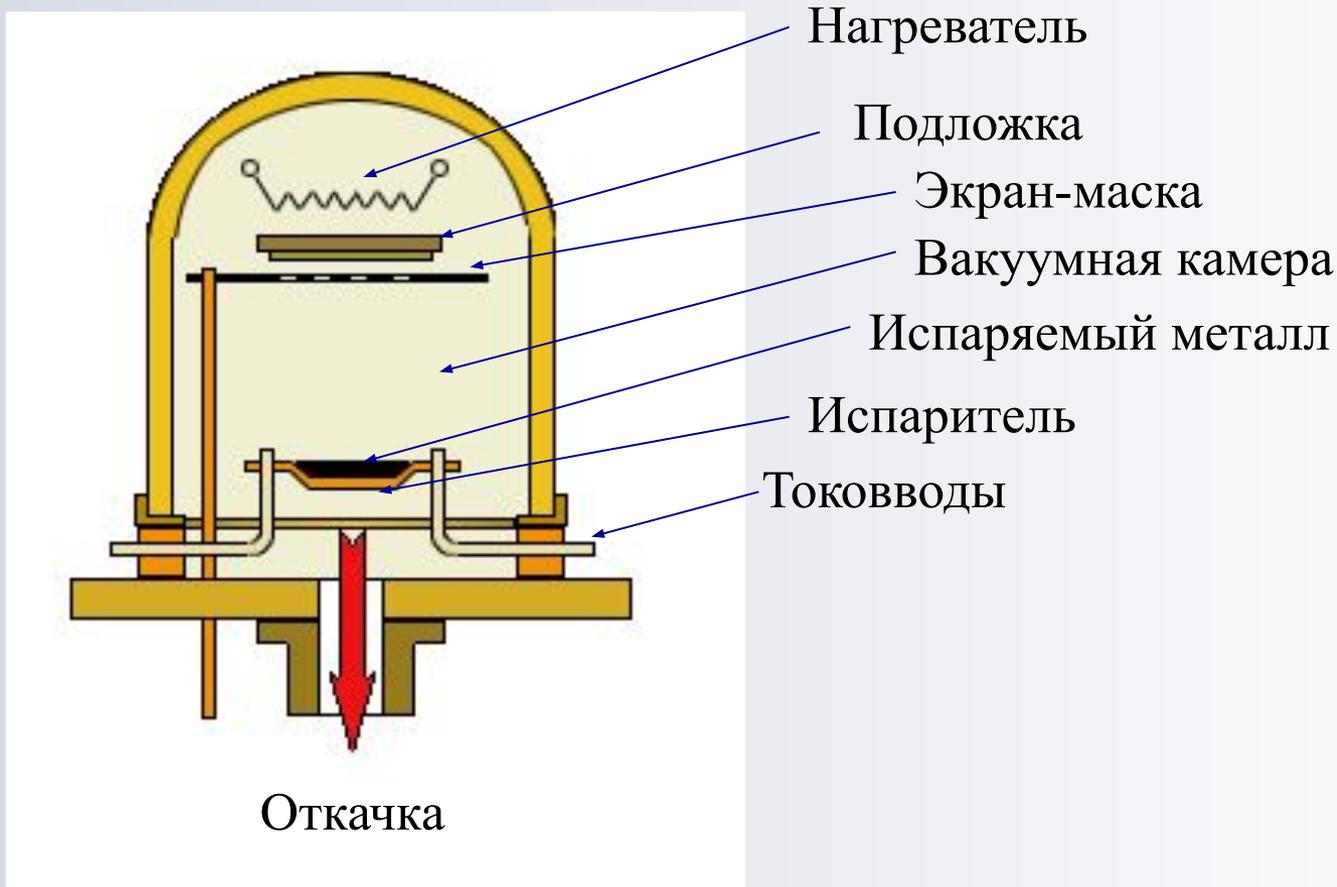




Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Сопротивление тонких металлических пленок

Формирование тонких металлических пленок Термовакuumное испарение





Температурная зависимость удельного сопротивления металлических проводников

Сопротивление тонких металлических пленок

$$\rho = \rho_t + \rho_{\text{н}}(\delta)$$

Зависимости удельного сопротивления ρ (а) и температурного коэффициента удельного сопротивления α_ρ (б) тонкой металлической пленки от ее толщины δ

I – $\delta > 0,1$ мкм

II – $10^{-1} > \delta > 10^{-2}$ мкм

III – $\delta < 10^{-3}$ мкм

Сопротивление поверхности тонкопленочного резистора:

$$R_{\square} = \rho / \delta$$

R_{\square} не зависит от размера квадрата поверхности тонкой пленки

Сопротивление тонкопленочного резистора:

$$R = R_{\square} \cdot l_0 / d_0,$$

где l_0 — длина резистора в направлении прохождения тока; d_0 — ширина тонкопленочного резистора

