
ТЕМА 5

Кинетические свойства
радиоматериалов



Уравнения Онсагера

ТЕОРЕМА ОНСАГЕРА - одна из основных теорем термодинамики неравновесных процессов, устанавливающая свойства симметрии кинетических коэффициентов. Доказана Л. Онсагером в 1931.

КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ L_{ik} определяют как коэффициенты в линейных соотношениях между силами X_k (градиентами температуры T , электрического потенциала и концентрации) и потоками J_i :

$$J_i = \sum_k L_{ik} \cdot X_k$$

Пусть на кристалл действуют:

- внешнее электрическое поле: $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$
- внешнее тепловое поле: $\vec{q} = -\text{grad}T$
- отсутствует градиент концентрации

Уравнения Онсагера

в этом случае для **потока электрических зарядов j**
и **потока тепла q**

$$\vec{j} = L_{EE} \cdot \vec{E} + L_{ET} \text{grad}T$$
$$\vec{q} = L_{TE} \cdot \vec{E} + L_{TT} \text{grad}T$$

Физический смысл

кинетических коэффициентов: а) $\text{grad}T=0$, $\vec{j} = L_{EE} \cdot \vec{E}$, $L_{EE} = \sigma$ - **закон Ома**

б) $j=0$, $\vec{q} = \kappa \text{grad}T$, $\kappa = (-L_{TE} \frac{L_{ET}}{L_{EE}} + L_{TT})$ - **закон Фурье**

в) **Термоэдс** $\vec{E} = -\frac{L_{ET}}{L_{EE}} \text{grad}T$, где $\alpha = -\frac{L_{ET}}{L_{EE}}$ **закон Томсона**

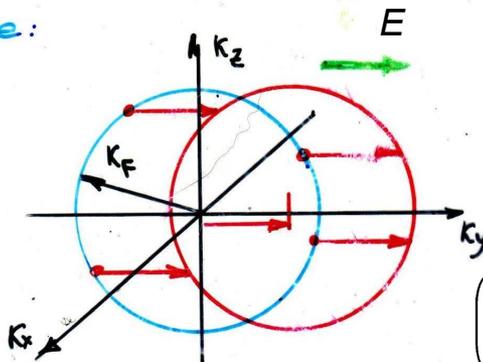
г) **Эффект Пельтье** $\vec{q} = \frac{L_{EE}}{L_{TE}} \cdot \vec{j} = \Pi \cdot \vec{j}$

Кинетическое Уравнение Больцмана

Равновесное состояние:

$$f_0^{\text{Э}}(k) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \quad (1)$$

$$f_0^{\text{Ф}}(k) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (2)$$

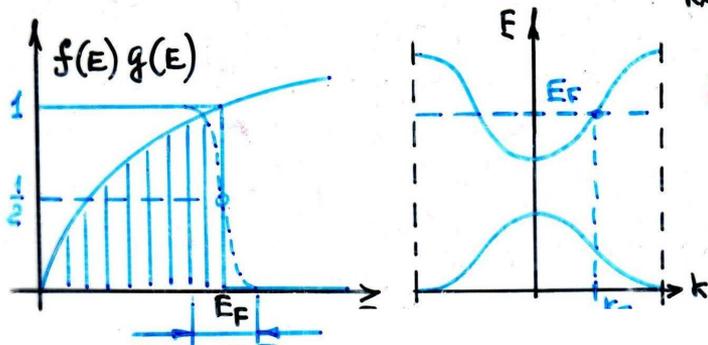


$$\frac{df}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{вн}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{вн}} = 0 \quad (4)$$

$$g(k) \ll f_0(k)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{вн}} = -\int (f_k - f_{k^*}) \cdot W(k, k^*) dk \quad (5)$$

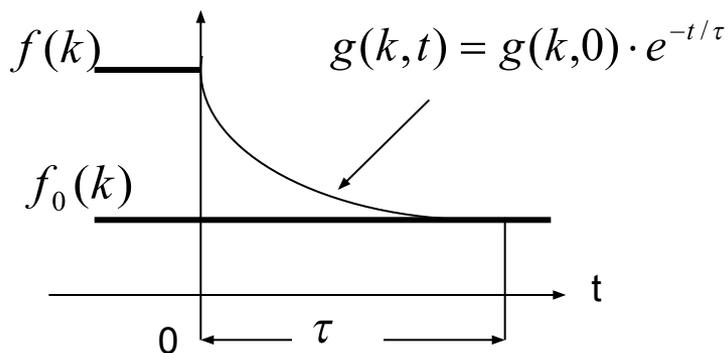
$$(3) f(k) = f_0(k) + g_k(t)$$



Приближение времени релаксации

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{вн}} = -\frac{1}{\tau} g(k) \quad (6)$$

$$g(k, t) = g(k, 0) \cdot e^{-t/\tau} \quad (7)$$



Время релаксации характеризует **процессы рассеяния** направленного движения носителей заряда (импульса) рассеивающими центрами:

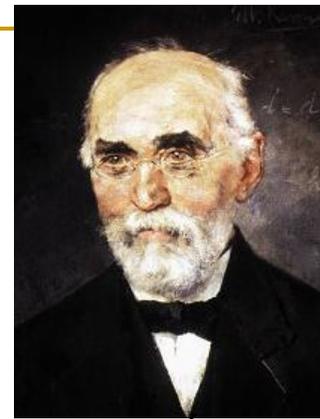
- колебаниями атомов (фононами) τ_{ef}
- электронами τ_{ee} ,
- дефектами структуры (нейтральными) τ_N
- заряженными дефектами τ_I
- поверхностью τ_s



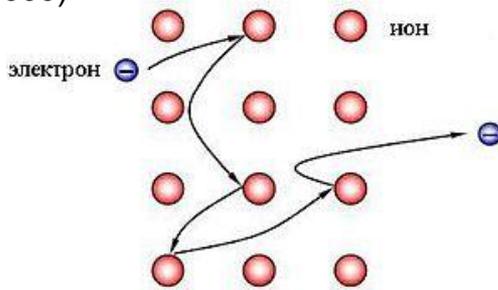
Друде К. Л.
(1863-1906)

Элементарный кинетический метод. (Теория металлов Друде-Лоренца)

Постулат: Электроны металла представляют собой газ, состоящий из частиц с массой m^* , движущихся на фоне тяжелых неподвижных ионов, к которому применима кинетическая теория идеальных газов.



Г. А. Лоренц
(1853 (1853-1928))



1. В интервале времени между столкновениями не учитываются взаимодействия электрона с другими электронами и ионами (приближение свободных электронов). В отсутствие внешних полей каждый электрон движется с постоянной скоростью по прямой линии. В присутствии внешних полей движение электрона подчиняется классическим законам механики.

2. Соударения электронов с рассеивающими центрами носит упругий характер.

3. Столкновения – это мгновенные события. Время столкновения $\Delta t \ll$ времени свободного пробега, времени между столкновениями. Предполагается, что за единицу времени электрон испытывает столкновение с вероятностью, равной $1/\tau$. Время τ называют временем релаксации или временем свободного пробега.

4. Электроны приходят в состояние теплового равновесия исключительно благодаря столкновениям за время релаксации. Скорость электрона v сразу после столкновения не связана с его скоростью до столкновения, направлена случайно, а ее величина соответствует температуре среды T (т.е. $v \sim \sqrt{T}$) в той области, где произошло столкновение

• ускорение электрона между двумя соударениями

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e_0}{m} \cdot \vec{E}$$

• средняя скорость электрона:

(мгновенная скорость электрона в металле

$$\bar{v} = v_d = -\frac{e_0 \cdot E}{m} \cdot \tau$$

может быть большой и определяется энергией Ферми)

$$\vec{j} = -n \cdot e_0 \cdot \vec{v}_d$$

• плотность тока:

$$\vec{j} = \frac{n \cdot e_0^2 \cdot \tau}{m} \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}$$

• Закон Ома:

$$\sigma = \frac{ne_0^2\tau}{m}$$

• подвижность:

$$\mu = \frac{|\vec{v}_d|}{|\vec{E}|} = \frac{e_0 \cdot \tau}{m}$$

σ - электрическая удельная проводимость

n - концентрация электронов

e_0 - элементарный заряд

τ - время релаксации по импульсам

(время, за которое электрон «забывает» о том в какую сторону двигался)

m - эффективная масса электрона

K - теплопроводность

v - тепловая скорость

Недостатки теории Друде

Средняя длина свободного пробега электрона: $W_{th} = 3 \frac{kT}{\Phi}$

несколько меньше, чем шаг кристаллической решётки

пробега электрона составляет на несколько порядков больше

Объяснение этому даётся в квантовой теории Средняя длина

пробега электрона оказывается на несколько порядков больше, чем шаг крист

даётся в квантовой теории, где показывается, что в идеальном

пробега электрона оказывается на несколько порядков больше

Объяснение этому даётся в квантовой теории, где показывается, что в идеальном

кристалле при нулевой температуре Средняя длина свободного пробега электрона

оказывается на несколько порядков больше, чем шаг кристаллической решётки. Объяснение этому даётся в квантовой

теории, где показывается, что в идеальном кристалле при нулевой температуре электрон не

рассеивается вообще, но в реальном кристалле он рассеивается на примесях Средняя длина

свободного пробега электрона оказывается на несколько порядков больше, чем шаг кристаллической

решётки. Объяснение этому даётся в квантовой теории, где показывается, что в идеальном

кристалле при нулевой температуре электрон не рассеивается вообще, но в реальном кристалле он

рассеивается на примесях дефектах Средняя длина свободного пробега электрона оказывается на

$$\kappa = \frac{1}{3} v^2 \tau c_v$$

Закон Видемана — Франца

—для металлов отношение коэффициента теплопроводности (тензора теплопроводности) к удельной электрической проводимости (тензору проводимости) пропорционально температуре:

В 1853 г. немецкими учёными Г. Видеманом (1826—1899) и Р. Францем (1827—1902) на основании экспериментальных данных было установлено, что для различных металлов при одинаковой температуре отношение **(1)** практически не изменяется.

Пропорциональность этого отношения термодинамической температуре была установлена Л. Лоренцем в 1882 г. В его честь коэффициент **(2)** носит название *числа Лоренца*.

Взаимная связь электрической проводимости и теплопроводности объясняется тем, что оба эти свойства металлов в основном обусловлены движением свободных электронов.

Коэффициент теплопроводности увеличивается пропорционально средней скорости частиц, так как ускоряется перенос энергии. Электропроводность, наоборот, падает, потому что соударения при большой скорости частиц значительно затрудняют перенос энергии.

$$\frac{\kappa(T)}{\sigma(T)} = L_0 T \quad (1) \quad L_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_0}{e} \right)^2 \quad (2)$$

σ

Электропроводность металлов. (модель Зоммерфельда)

$$n(E) = \int_0^E \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} \frac{m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2} \cdot \pi^2 \hbar^3} E^{\frac{1}{2}} \cdot dE$$

$$\sigma = \frac{ne_0^2 \tau}{m} \quad m \rightarrow m^*$$

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left. \frac{d^2 E(k)}{dk^2} \right|_{\text{экс}}} \quad \tau \rightarrow ?$$

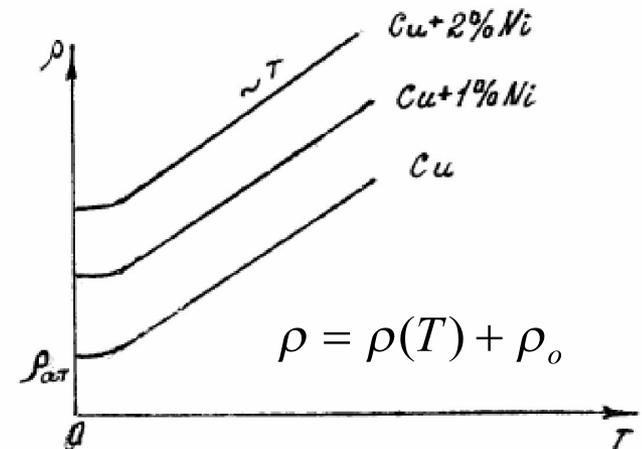
Правило Матиссена

$$\frac{1}{\tau} = W \quad \text{-Вероятность столкновения носителя заряда с рассеивающим центром}$$

Если в твердом теле (материале) несколько рассеивающих центров, то по правилу нахождения вероятности сложного события, вероятность столкновения носителя (рассеяния) заряда с рассеивающими центрами и результирующее время релаксации определяется:

$$\frac{1}{\tau_{\Sigma}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m}{e^2 n} \cdot \frac{1}{\tau} = \frac{m}{e^2 n} \left(\frac{1}{\tau(T)} + \frac{1}{\tau_o} \right)$$



Время релаксации характеризует **процессы рассеяния** направленного движения носителей заряда (импульса) рассеивающими центрами:

- колебаниями атомов (фононами) τ_{ef}
- электронами τ_{ee} ,
- дефектами структуры (нейтральными) τ_N
- заряженными дефектами τ_I
- поверхностью τ_s

Электропроводность металлов.

$$\sigma = \frac{ne_0^2\tau}{m}$$

Процессы рассеяния электронов в металлах можно подразделить на два вида:

- **рассеяние электронов на фононах** (тепловых колебаниях решетки)
- **рассеяние электронов на дефектах структуры** (нейтральных).

Рассеяние электронов на фононах по-разному зависит от температуры.

Общее выражение для электропроводности, справедливое во всем температурном диапазоне, дается следующими

соотношениями Блоха-Грюнайзена:

- При высоких температурах $T \gg T_D$ (температура Дебая) процесс рассеяния носит упругий характер, и средняя длина свободного пробега $\lambda(T)$ определяется простой приближенной формулой:

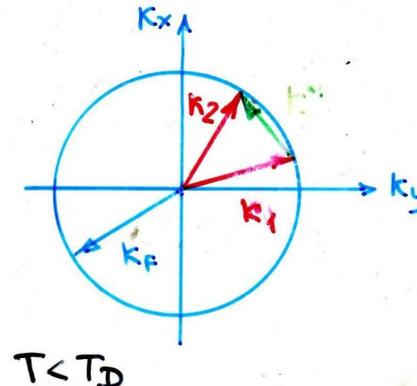
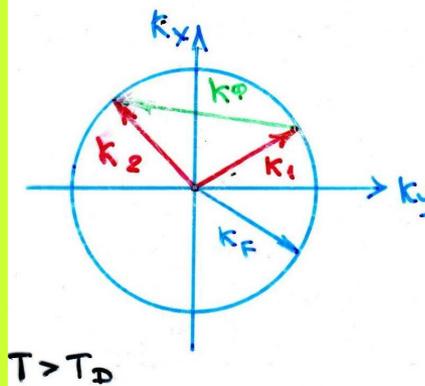
$$\lambda(T) = 50 \frac{T_{пл}}{T} a \quad \text{где: } T_{пл} - \text{температура плавления, } a - \text{параметр решетки материала}$$

- При $T \ll T_D$ характер рассеяния становится неупругим и $\lambda(T)$ имеет вид: $\lambda(T) = \lambda(T_D) \cdot \left(\frac{T_D}{T}\right)^5$

$$\frac{1}{\tau_{\Sigma}} = \frac{1}{\tau_{ef}} + \frac{1}{\tau_N} \quad \tau_{ef}(T) = \frac{\lambda(T)}{v_F} \quad \tau_N = \frac{1}{N_{\delta}} \quad N_{\delta} - \text{концентрация дефектов в материале}$$

электрон-фононное рассеяние:

$$\begin{cases} \vec{k}_1 + \vec{k}_\Phi = \vec{k}_2 & (2) \\ E_1 + \hbar\omega_k = E_2 & (3) \end{cases} \quad \left. \vphantom{\begin{cases} \vec{k}_1 + \vec{k}_\Phi = \vec{k}_2 \\ E_1 + \hbar\omega_k = E_2 \end{cases}} \right\} \text{законы сохранения}$$



Электропроводность и теплопроводность

МЕТАЛЛОВ.

$$\sigma = \frac{ne_0^2\tau}{m} \quad \frac{1}{\tau_\Sigma} = \frac{1}{\tau_{ef}} + \frac{1}{\tau_N}$$

$$n(T)=const, m(T)=const, \quad v=v_F$$

$$\tau_{ef}(T) = \frac{\lambda(T)}{v_F} \quad \tau_N(T) = \frac{1}{N_\sigma} = const$$

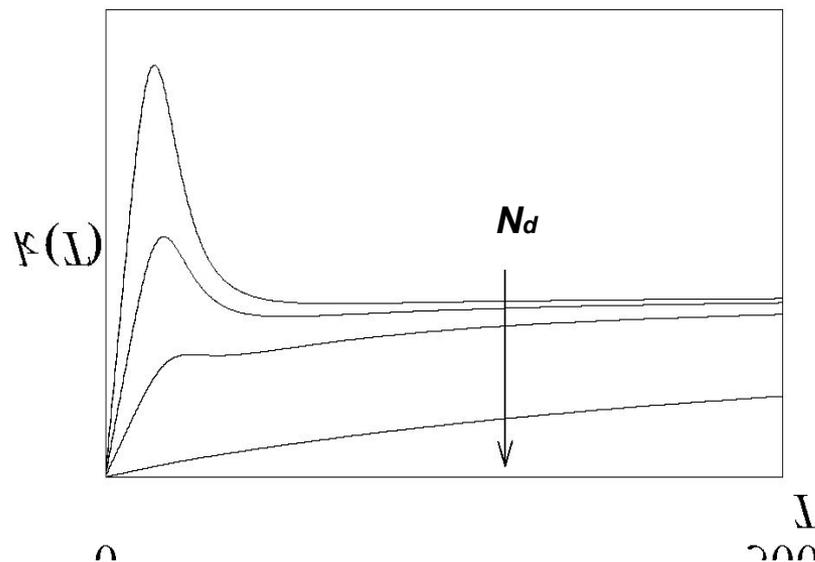
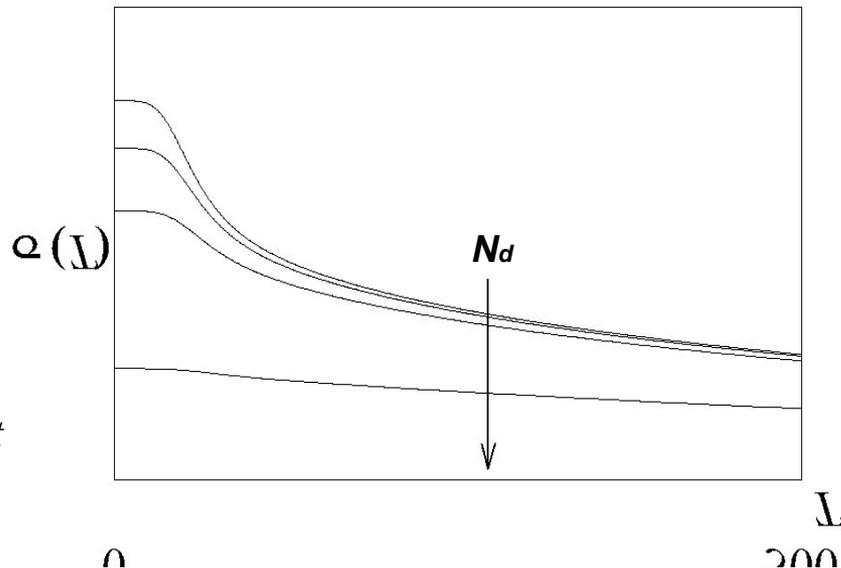
$$\rho(T) = \rho_0(1 + \alpha T)$$

α - Температурный коэффициент сопротивления

$$\kappa = \frac{1}{3} v^2 \tau c_v$$

$$\frac{\kappa(T)}{\sigma(T)} = L_0 T$$

$$c_v = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right) n k_E$$



Электропроводность и теплопроводность металлов.

Металлы

Сопротивление металлов (Ом·м) · 10⁻⁸

Ag	1.6	Fe	9.7
Cu	1.7	Sn	12.8
Au	2.3	Pb	20.6
Al	2.7	U	29
Mg	4.4	Zr	41
W	5.5	Mn	44
Zn	5.9	Ti	55
Co	6.2	La	59
Ni	6.8	Ce	78

Теплопроводность металлов и сплавов λ, Вт/(м·К):

	200 К	300 К	400 К	600 К	800 К
Алюминий	237	237	240	230	220
Бронза алюминиевая	=	105	=	130	145
Ванадий	31	30.7	31.3	33.3	36
Вольфрам	185	174	159	137	125
Железо	94	80	70	55	43
Золото	323	317	311	298	284
Кобальт	122	100	85	67	58
Константан	=	22	24	32	=
Латунь	=	110	=	140	150
Медь	413	401	393	379	366
Молибден	143	138	134	126	118
Никель	107	91	80	66	68
Нихром	=	12	=	=	23
Олово	73	67	62	ж	ж
Платина	73	72	72	73	76
Свинец	37	35	34	31	ж
Серебро	430	429	425	412	396
Титан	25	22	20	19	20
Хром	111	94	91	81	71
Цинк	118	116	111	103	ж

Электропроводность тонких пленок (металлы).

Размерный эффект электропроводности

При **толщине** металлической пленки соизмеримой со **средней длиной свободного пробега**, границы пленки накладывают ограничение на движение электронов проводимости. Возникающие при этом физические эффекты называются **классическими размерными эффектами**.

Различают **зеркальное и диффузное отражение** электронов от границ поверхности.

Коэффициент зеркальности p зависит от шероховатости поверхности и определяется **отношением зеркально отраженных электронов к полному числу электронов**, падающих на поверхность.

Электропроводность тонкой пленки как функция толщины **d** определяется интегральным выражением (по теории Фукса)

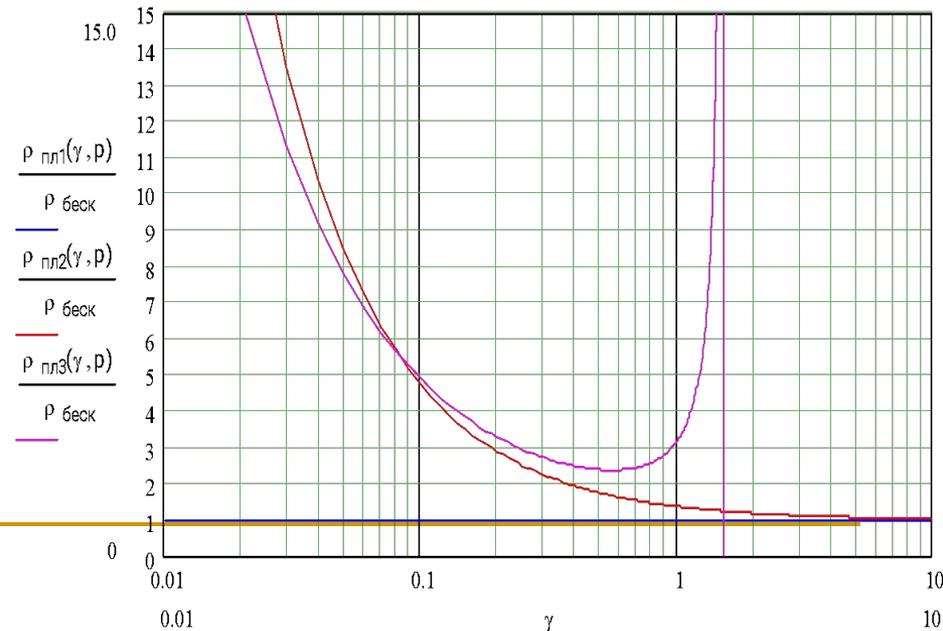
$$\frac{\sigma_{\text{пл}}}{\sigma_{\text{беск}}} = \frac{\rho_{\text{беск}}}{\rho_{\text{пл}}} = 1 - \frac{3}{2\gamma} (1-p) \cdot \int_1^{\infty} \left(\frac{1}{a^3} - \frac{1}{a^5} \right) \frac{1 - e^{-\gamma a}}{1 - p \cdot e^{-\gamma a}} da$$

где: $\gamma = d / \lambda_{\text{беск}}$, $\lambda_{\text{беск}}$ - средняя длина свободного пробега бесконечно толстого образца,
 a - параметр, определяемый углом отражения электронов от границ поверхности.

$$\frac{\sigma_{\text{беск}}}{\sigma_{\text{пл}}} = \frac{\rho_{\text{пл}}}{\rho_{\text{беск}}} = 1 + \frac{3}{8\gamma} (1-p), \quad \gamma > 1, p < 1$$

$$\frac{\sigma_{\text{диф}}}{\sigma_{\text{зер}}} = \frac{\rho_{\text{зер}}}{\rho_{\text{диф}}} = \frac{4}{3\gamma(0.423 - \ln(\gamma))} \frac{(1-p)}{(1+p)},$$

$$\gamma \ll 1, p < 1$$



Высокочастотная электропроводность металла

Переменное поле

$$F(t) = \text{Re} [F(\omega) e^{-i\omega t}]$$

Уравнение движения для импульса, приходящегося на один электрон

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{F}$$

Ток, вызываемый в металле переменным электрическим полем

$$\mathbf{j}(\omega) = -\frac{ne\mathbf{p}(\omega)}{m} = \frac{(ne^2/m)\mathbf{F}(\omega)}{(1/\tau) - i\omega}$$

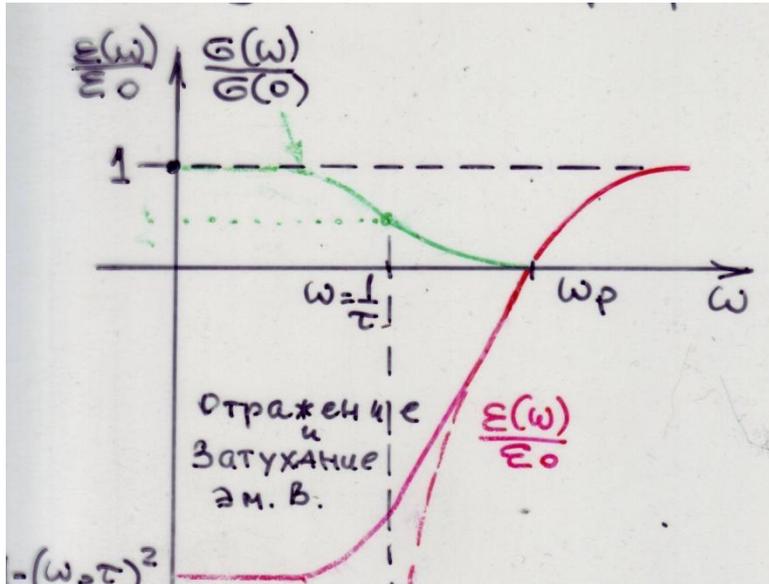
$$\mathbf{j}(\omega) = \sigma(\omega)\mathbf{F}(\omega)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}, \quad \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$$

Плазменная частота $\omega_p^2 = 4\pi ne^2/m\varepsilon$

Me: $n = 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, $m^* = m$ $\omega_p = 10^{16} \text{ с}^{-1}$

Si: $n = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $\varepsilon = 12$, $m^* = m$ $\omega_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}$

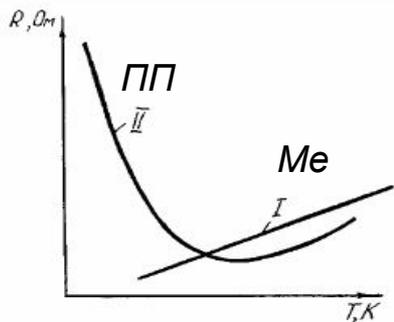


$$\varepsilon(\omega) = \left(1 + \frac{4\pi i\sigma}{\omega} \right) \quad \varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Если $\omega < \omega_p$, то ε оказывается отрицательной величиной. В этом случае волновое уравнение имеет лишь экспоненциально затухающие вглубь металла решения

При положительных ε ($\omega > \omega_p$) излучение может распространяться, и металл оказывается прозрачным (в ультрафиолетовом диапазоне)

Электропроводность полупроводников



$$\sigma(T) = en(T)\mu_n(T) + ep(T)\mu_p(T)$$

$$\mu = \frac{e}{m^*} \tau \quad \frac{1}{\tau_{\Sigma}} = \frac{1}{\tau_{ef}} + \frac{1}{\tau_N}$$

Концентрации электронов $n_0(T)$ и дырок $p_0(T)$ при температуре T в собственном невырожденном полупроводнике

определяются

выражениями:

$$n_0(T) = p_0(T) = n_i(T) = 3.1 \cdot 10^{26} \cdot \left(\frac{m_n}{m_0}\right) \left(\frac{m_p}{m_0}\right) \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right), \quad (\tilde{n}^{-3})$$

электрон-фононное рассеяние:

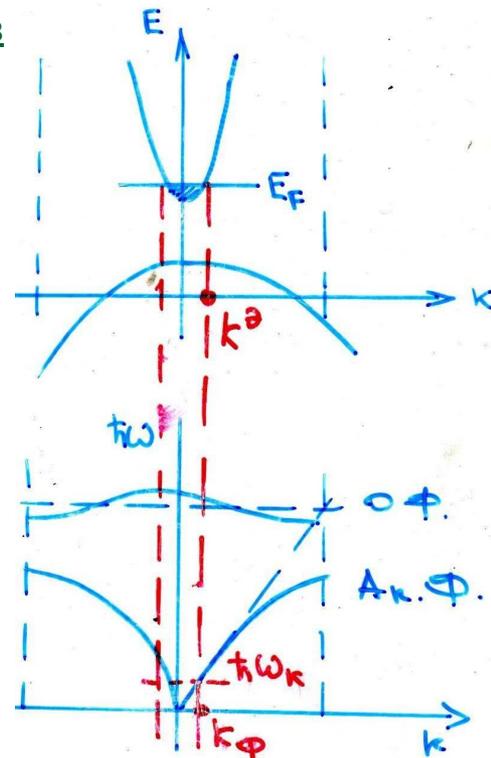
а) на акустических фоновых:

$$\tau_{ак} = \frac{A}{m_n^{3/2}} T^{-1} E^{-1/2}$$

$$A = \frac{\hbar^4 v_{3b}^2 M}{a^3 k_B C^2} \frac{g_D}{4\sqrt{2}}$$

б) на оптических фоновых:

$$\tau_{он} = \frac{(\hbar\omega_D)^2}{m_n^{3/2}} E^{1/2} k_B T$$



$$E_1 \pm \hbar\omega_k = E_2$$

$$k_1 \pm k_{\phi} = k_2$$

Вид кристалла	$\tau \approx (kT)^p \cdot E^s$
Атомные, ковалентные	p=-1 s=-1/2
пьезоэлектрические	p=-1 s=+1/2
Ионные: $kT > \hbar\omega_D$ $kT < \hbar\omega_D$	s=+1/2 $\tau \sim \exp(\hbar\omega_D/kT)$

$$\mu_n(T) = 1300 \left(\frac{T}{300}\right)^{-2} \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$$

$$\mu_p(T) = 500 \left(\frac{T}{300}\right)^{-2.7} \frac{\tilde{n} \tilde{i}^2}{\hat{A} \cdot \tilde{n}}$$

Электропроводность примесных полупроводников

$$\sigma(T) = en(T)\mu_n(T) + ep(T)\mu_p(T)$$

I. $n_d(T) = n_1(T) = \sqrt{\frac{1}{2} N_d \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{1.5}} \cdot e^{\frac{-E_g}{2kT}}$

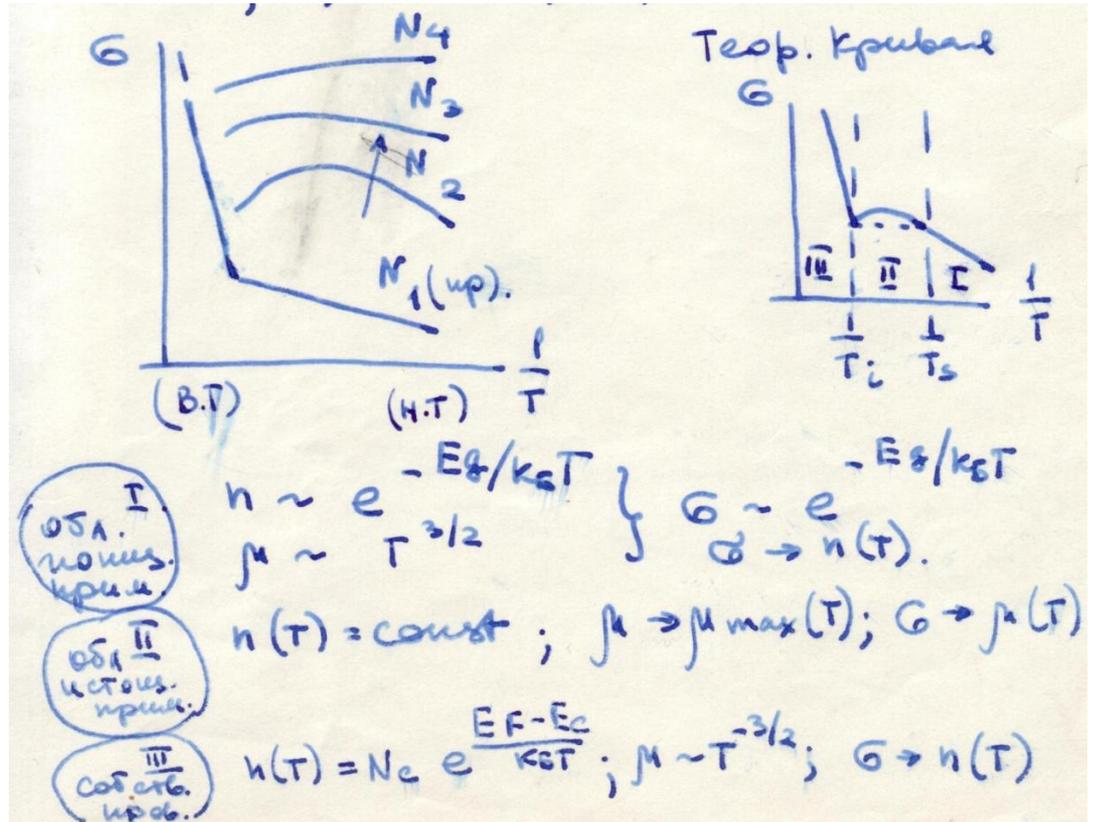
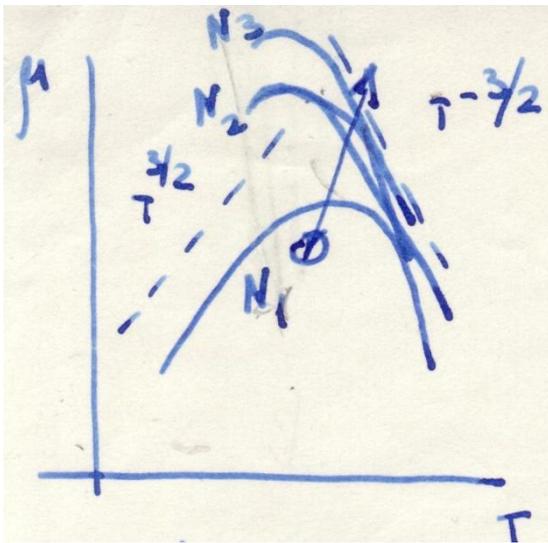
$$\sigma_n(T) = en(T)\mu_n(T)$$

$$\sigma_p(T) = ep(T)\mu_p(T)$$

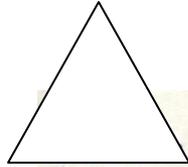
II. $n_2(T) = N_d$

III. $n_0(T) = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{1.5} \exp\left(\frac{E_F(T) - E_C}{kT}\right)$

$$n(T) = n_0(T) + n_d(T)$$



Теплопроводность полупроводников



б) Теплопроводность ПП

$$\chi = \frac{1}{3} c_v v_T^2 \tau \quad (\text{Фон.}) \quad \text{коэффициент теплопроводности: } \chi, \kappa, \rho.$$

$$\chi_{\kappa, \rho} = \downarrow, \text{ т.к. } \kappa \downarrow, \sigma_T \sim T^{1/2} \downarrow$$

но т.к. $n(T)$, то $\text{grad } T \rightarrow \text{grad } n$
(от хев. к горяч.)

ведущая компонента. доминирует.

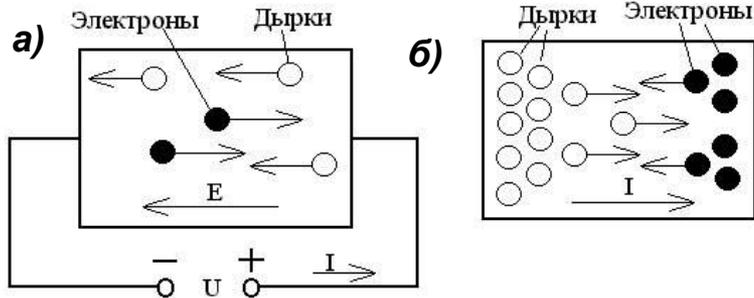
поток носит. зарядов от горяч. конца к холод. (диффузия) и не хев.

конца ввиду домин. энергии при рекомбинации носителей

Фон. механизм \rightarrow др. м., как в ДД.



Токи в полупроводниках



Дрейфовый (а) и диффузионный (б) токи в полупроводнике

$$\vec{j} = \vec{j}_{др} + \vec{j}_{диф}$$

$$j = q(n\mu_n + p\mu_p)E$$

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q(n\mu_n + p\mu_p)$$

$$j_{диф} = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \quad j_{р\ диф} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

Скорость рекомбинации неравновесных носителей пропорциональна избыточной концентрации дырок

$$\frac{dn}{dt} = -(n_p - n_{p0}) / \tau_n$$

где τ_p - время жизни дырок;
 τ_n - время жизни электронов

$$\frac{dp}{dt} = -(p_n - p_{n0}) / \tau_p$$

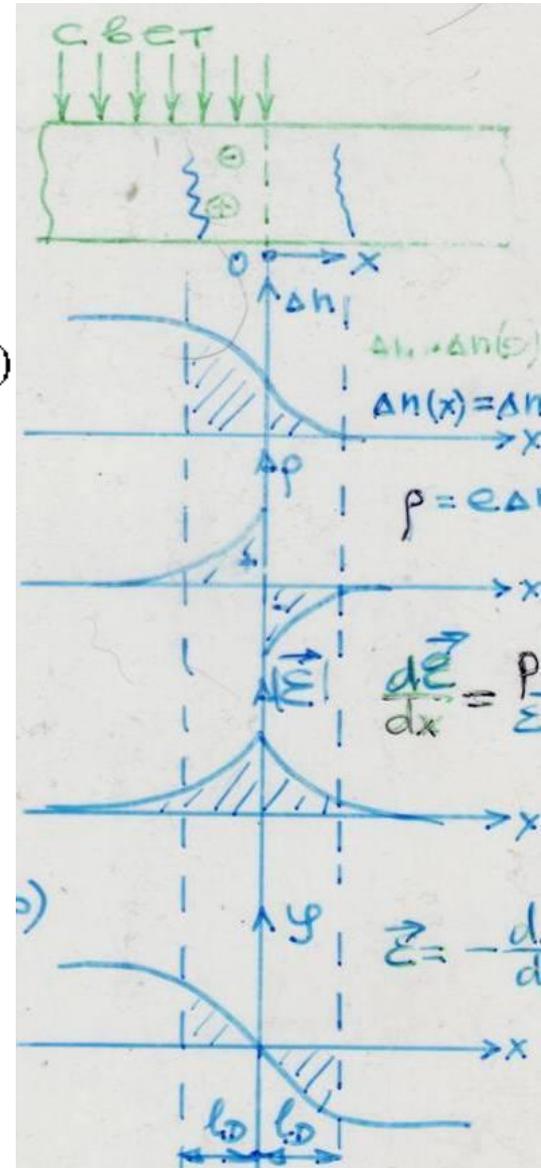
Время жизни избыточных носителей составляет 0,01...0,001 с.

Соотношения Эйнштейна:

$$D_p = \mu_p kT / q \quad D_n = \mu_n kT / q$$

$$j_p = qn\mu_p E - qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$



Электропроводность полупроводников в сильных электрических полях

$\sigma(E) = e n(E) \mu(E)$ Сильное электрическое поле влияет на подвижность и концентрацию носителей заряда.

$\sigma(E) = e n(E)$ **Эффект Френкеля-Пула, эффект Зенера**

$\sigma(E) = e \mu(E)$ {

- Эффект отражения от атомных плоскостей,
- Эффект Ганна,
- Эффект разогрева эл.-с

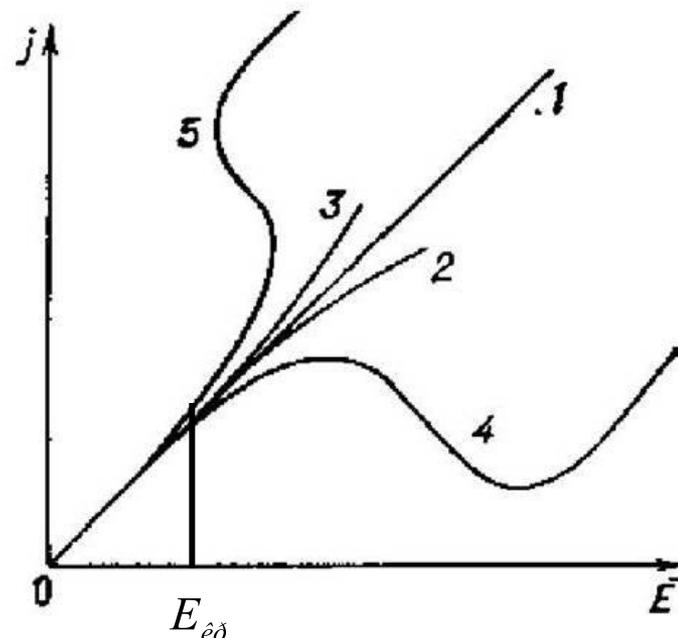
$$\mu(E) = \frac{e}{m^*} \tau(E) \quad \mu(E) = \frac{e}{m^*(E)} \tau$$

Поля, у которых напряженность меньше критического значения, называют слабыми, больше критического — сильными

$$E_T = \frac{3}{2} kT \quad E = e \Lambda E$$

$$E_{\hat{\epsilon}\delta} = \frac{3}{2} \frac{\hat{\epsilon} T}{e \Lambda}$$

ВАХ:
 1-линейная,
 2-сублинейная,
 3-суперлинейная,
 4- S-образная,
 5- N-образная



Если электропроводность с ростом поля увеличивается, то ВАХ наз. Суперлинейной (3), если же падает, - сублинейной(2).

Электропроводность полупроводников в сильных

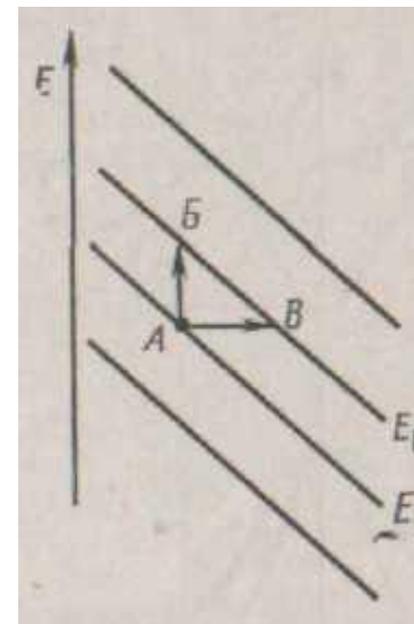
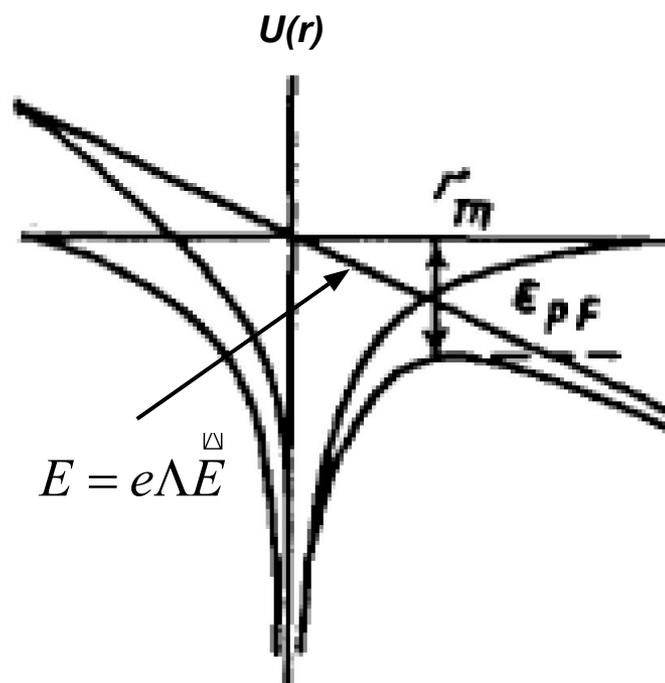
электрических полях

$$\sigma(E) = en(E)$$

Существуют несколько механизмов увеличения концентрации носителей в сильном электрическом поле.

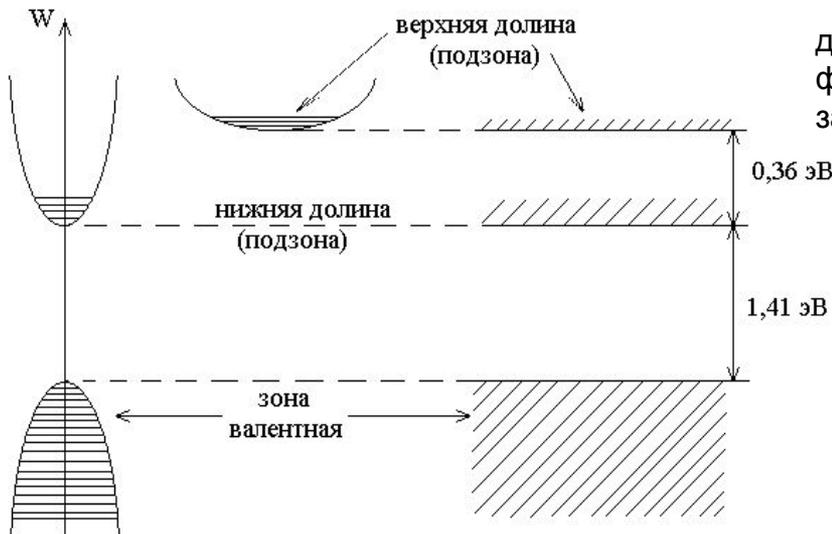
Основными механизмами являются три:

1. термоэлектрическая (термополевая) ионизация - эффект Френкеля-Пула,
2. электростатическая ионизация - эффект Зенера (туннельный эффект)
3. ударная ионизация.



Эффект Ганна (1963 г.)

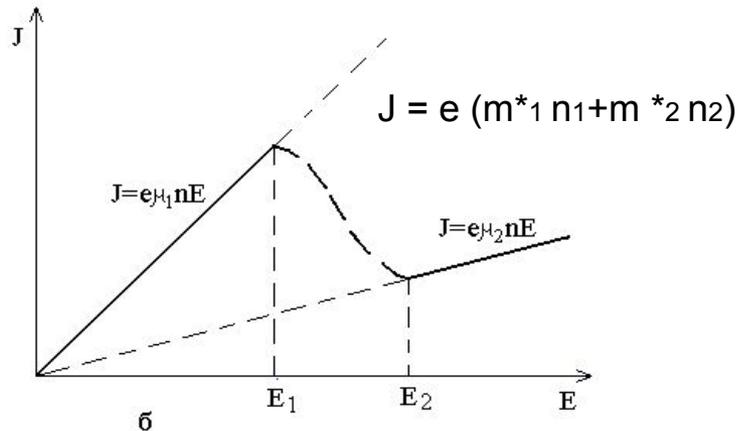
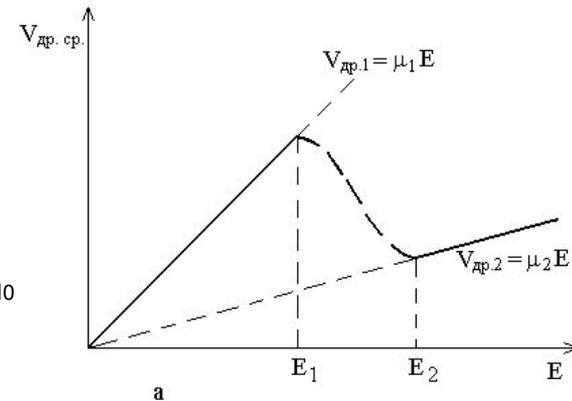
Если к образцу полупроводника приложить электрическое поле с напряженностью, большей некоторого порогового значения, то в таком образце могут возникнуть высокочастотные колебания электрического тока.



движение “горячих” и “холодных” электронов приводит к формированию подвижного двойного электрического слоя зарядов - **домена**

$$m^*_{1} = 0.7 m_0$$

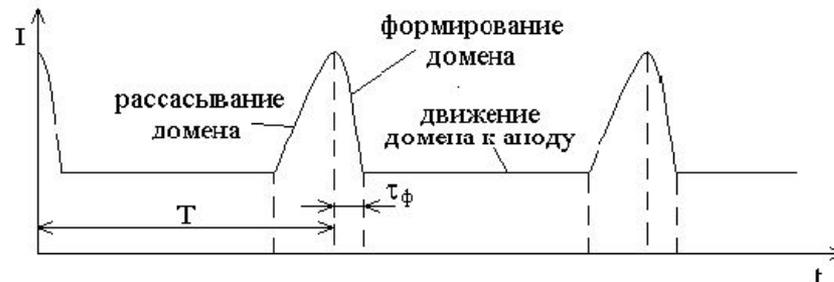
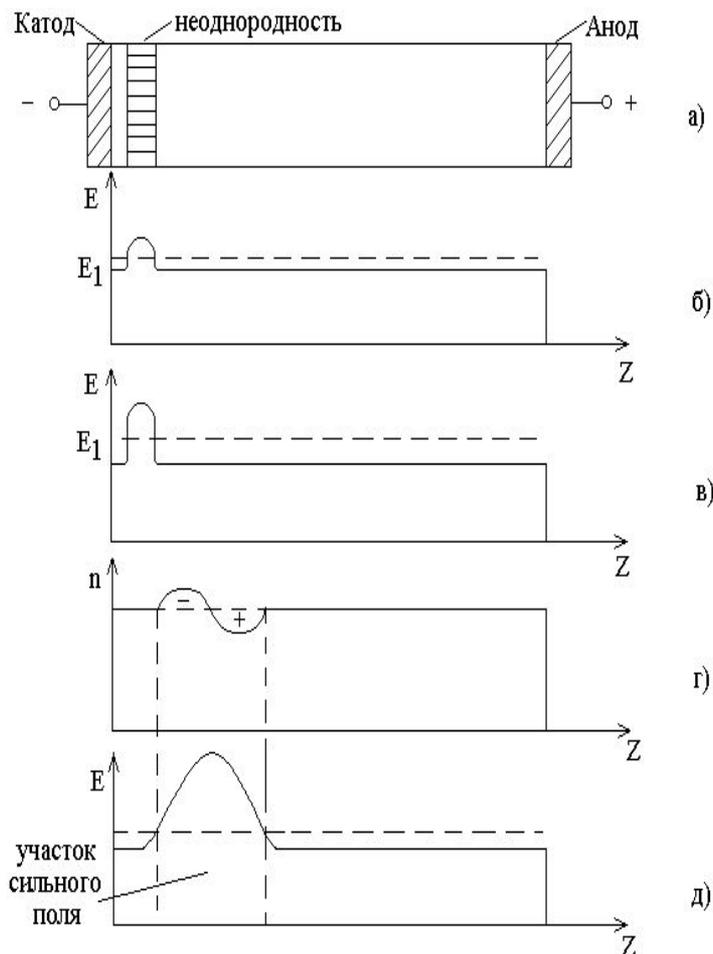
$$m^*_{2} = 1.2 m_0$$



$E > E_1$ для GaAs 3 кВ/см, для InP — около 6 кВ/см.

на участке $E_1 < E < E_2$ должны наблюдаться уменьшение средней дрейфовой скорости и спад плотности тока при росте напряженности внешнего поля (отрицательная дифференциальная подвижность и **отрицательное дифференциальное сопротивление**)

Эффект Ганна



а) участки образца вне домена ведут себя как обычная среда, проводимость которой подчиняется закону Ома; б) участок образца внутри домена обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением, что позволяет использовать образцы в качестве активных элементов усилителей и генераторов СВЧ

На основе эффекта Ганна разработаны диоды Ганна, способные работать на **частотах от долей герца до сотен гигагерц**. При определенных условиях диод Ганна может работать в режиме ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ). Максимальная частота колебаний в ОНОЗ теоретически может достигать **тысячи гигагерц**. В диоде Ганна наблюдают световое излучение, лазерный эффект, модуляцию светового потока доменом генерацию мощных ультразвуковых колебаний.

Образование домена в кристалле соответствует резкому возрастанию удельного сопротивления. В случае приложения к кристаллу электрического поля с критическим значением напряженности образование домена приводит к уменьшению тока, проходящего через образец.

Эффект разогрева электронно-дырочного газа

$$E_{\dot{\epsilon}\delta} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\epsilon}T}{e\Lambda}$$

Характер изменения подвижности в сильных электрических полях определяется механизмом рассеяния

1. При рассеянии на тепловых колебаниях решетки, с ростом напряженности поля выше критического значения, подвижность носителей заряда будет зависеть от напряженности, уменьшаясь с ее ростом по закону $E \sim 1/2$. Скорость носителей заряда определяется энергией, приобретаемой электронами в электрическом поле:

скорость пропорциональна $mv^2/2 = e\epsilon E$.

$$v \approx E^{1/2},$$

, следовательно, $\mu = E^{-1/2}$.

2. При рассеянии на ионизированных примесях подвижность носителей заряда пропорциональна третьей степени скорости. подвижность носителей возрастает,

$$\mu \approx E^{3/2}.$$

В области низких температур в сильных электрических полях действуют оба механизма рассеяния, и график зависимости подвижности носителей заряда от напряженности приложенного электрического поля имеет вид, показанный на рис. 5.1.

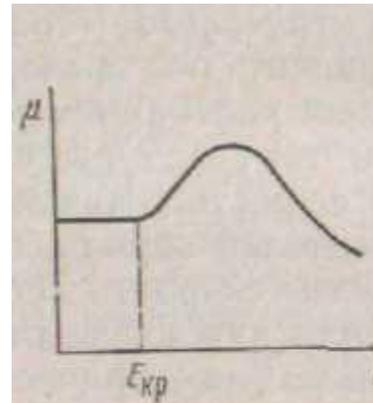


Рис. 5.1. Зависимость подвижности носителей заряда от напряженности электрического поля при низких температурах

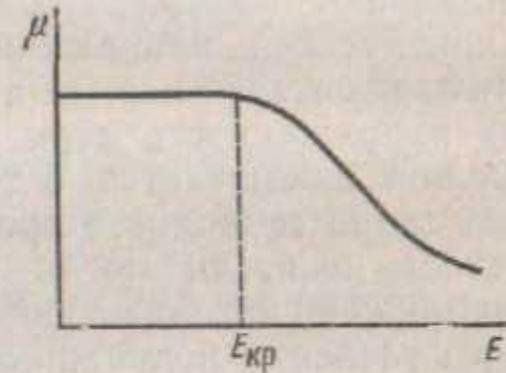
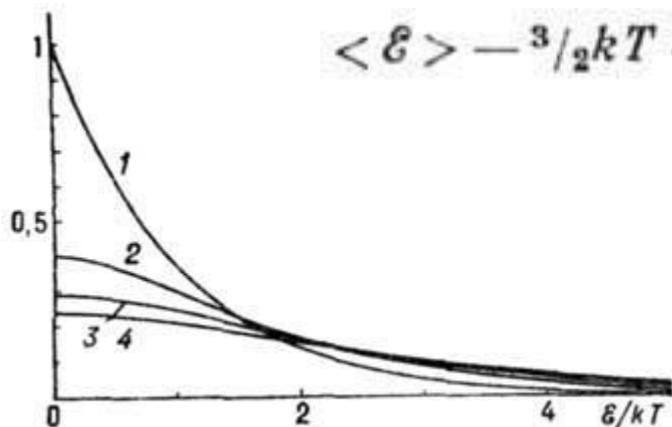


Рис. 5.2. Зависимость подвижности носителей заряда от напряженности электрического поля при высоких температурах

Эффект разогрева электронно-дырочного газа. Электронная температура.

ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ (ГЭ) (горячие дырки) - носители заряда в полупроводнике или металле, энергетич. распределение к-рых смещено относительно равновесного при данной темп-ре T в сторону больших энергий. Носители заряда становятся "горячими", при этом **поле ускоряет большее** число носителей, **чем тормозит**, в результате чего всей электронной системе в целом сообщается дополнит. энергия. Рост энергии электронов ограничен передачей энергии **ГЭ фононам** при рассеянии электронов на них. При каждом значении энергии \mathcal{E} уменьшение в единицу времени числа $n(\mathcal{E})$ электронов с энергиями, меньшими \mathcal{E} , под действием ускоряющего электрич. поля компенсируется таким же увеличением $n(\mathcal{E})$ под действием рассеяния электронов на фононах. Это равенство определяет вид ф-ции распределения **ГЭ** по энергиям.

Степень "разогрева" **ГЭ** характеризуется увеличением их ср. энергии $\langle \mathcal{E} \rangle$ по сравнению с равновесным значением. Оно зависит от напряжённости пост. электрич. поля E (или амплитудного значения при перем. поле), подвижности носителей заряда и скорости передачи энергии фононам. Эта скорость характеризуется временем τ_e релаксации энергии (за время **ГЭ** "остывают" после выключения электрич. поля).. По порядку величины увеличение энергии равно:



$$\langle \mathcal{E} \rangle \sim \frac{3}{2}kT \sim e\mu\tau_e E^2, \quad E_p = [(kT/e)\mu\tau_e]^{1/2}, \quad \tau_e \sim (kT/m^*s^2) \tau_p$$

Электронная температура. $T_e(E)$

Если частота межэлектронных соударений (τ_{ee}^{-1}), эффективно перераспределяющих энергию между **ГЭ**, велика по сравнению с τ_e^{-1} , то функция распределения **ГЭ** по энергии с точностью до малых величин порядка отношения τ_{ee}/τ_e имеет вид равновесной функции распределения с некоторой температурой, называемой **электронной температурой** ($T_e > T$).

Её величина определяется равенством джоулевой мощности и мощности, передаваемой от **ГЭ** фононам.

Распределение электронов

(в случае невырожденного электронного газа) по энергиям:

- 1 - равновесная функция распределения,
- 2 - распределение **ГЭ** при рассеянии их на длинноволновых акустич. фононах в электрич. поле $E = E_p = 2\sqrt{2/\pi} s/\mu$
- 3 - в электрич. поле $E = 2E_p$;
- 4 - в электрич. поле $E = 3E_p$ (значение равновесной функции распределения при $\mathcal{E}/kT = 0$ принято равным 1)

$$\tau_{ee} \ll \tau_p \ll \tau_e$$

$$\frac{T_e}{T} > 1 \text{ - ГЭ}$$

$$\frac{T_e}{T} \gg 1 \text{ - ГЭ}$$