



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Учебное пособие

Курс лекций

«Физические основы микроэлектроники»

МГТУ имени Н.Э. Баумана

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Курс лекций

«Физические основы микроэлектроники»

Москва
МГТУ имени Н.Э. Баумана

2012

УДК 681.3.06(075.8)
ББК 32.973-018
И201

Курс лекций «Физические основы микроэлектроники» / Коллектив авторов –
М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – XX с.: ил.

В курсе лекций «Физические основы микроэлектроники».

Ил. 39. Табл. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 681.3.06(075.8)

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012

АННОТАЦИЯ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физические основы микроэлектроники» такие как: законы распределения электронов в Р области, в N области и в Р-N переходе. Рассмотрены полупроводниковые технологиях, которые используются в транзисторах.

ANNOTATION

The course of lectures addressed the main themes of the course "Physical fundamentals of microelectronics," such as distributions of electrons in the P region in the N region and in the P-N junction. Semiconductor technologies are considered, which are used in transistors.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ.....	7
1.1 Лекция 1.....	7
1.2 Лекция 2.....	9
1.3 Лекция 3.....	14
1.4 Лекция 4.....	18
1.5 Лекция 5.....	23
1.6 Лекция 6.....	28
1.7 Лекция 7.....	32
1.8 Лекция 8.....	37
1.9 Лекция 9.....	44
1.10 Лекция 10.....	50
1.11 Лекция 11.....	53
1.12 Лекция 12.....	56
1.13 Лекция 13.....	58
1.14 Лекция 14.....	62
1.15 Лекция 15.....	68
ВЫВОДЫ.....	72
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	73

ВВЕДЕНИЕ

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Гавриловым В. Е. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физические основы микроэлектроники».

1 ЛЕКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПО КУРСУ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Лекция №1

06.09.2007.

- №1; Творит Вильям Шекспир.

Реферат 18-20 листов (3-10 недель)

Литература:

- 1) Емелянов Т.И. "Физические основы конструкций и технологий РЭА и ЭВМ."
- 2) Ефимов И.С., Козлов И.И., Горбунов Ю.И. "Микроэлектроника."
- 3) Медведев С.А. "Введение в физику н/ч матер."

n - конст. атомного ядра. $n = 10^{14}$ - конст. ионизации.
плотн. зарядов: $10^{10} \frac{q}{m^3}$

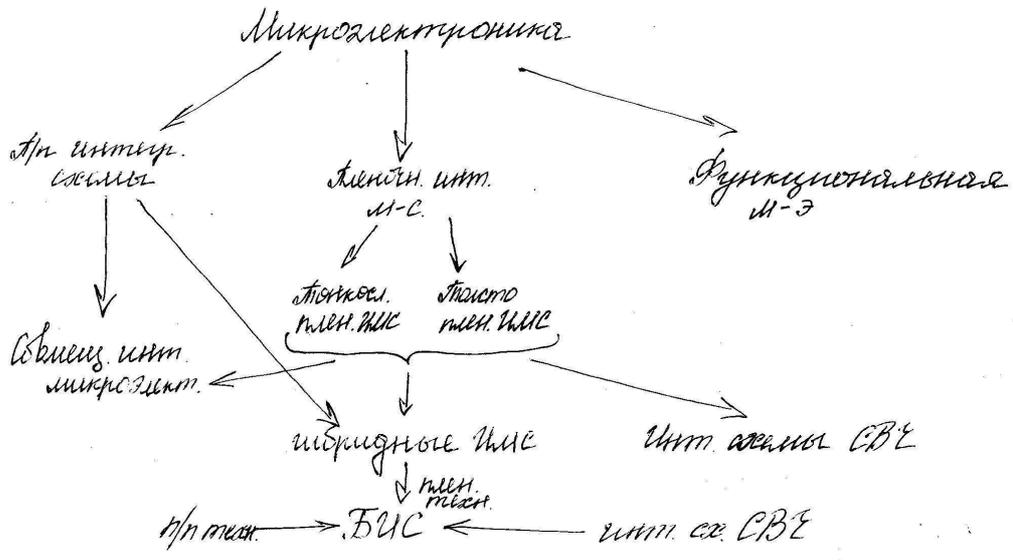
Микроэлектроника - научно-техн. напр. сн. задачей, кот. эл. сущ. в вакууме, жидкостях и микроминиатюр. структурах. схемы и устр. кот. могут иметь сложн. структуру.

В основе м/э лежат 2 принципа: интеграция и микроминиатюризация.

Принцип интеграции заключается в получении макс. числа

в функц. отн. узла ЭВМ, объедин. в одн. контур. Большое число элементов, узлы и соедин. между собой в един. технолог. цикл.

Принцип миниатюризации - получение узла малых размеров, миним. массы, мало потреб. энергии.



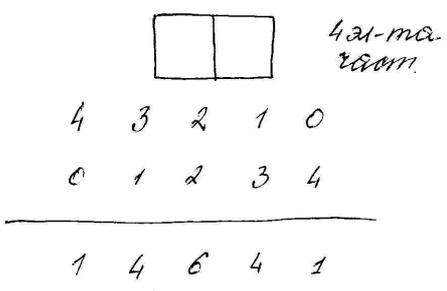
Элементы статистики.

Физика.

Суть: понятие микро свет коллект. и макро свет коллект.

N -частиц, 3D координ. x, y, z , 3D скорость v_x, v_y, v_z интуитивная скорости

Макросвет - это внеш. проявл. совокупн. микросвет. Одно и то же макросвет = может быть реализ. разными совокупн. микросвет.



Все коллективы подразд. на выровну. и невыровну.

2 | $\frac{N}{2}$ - л. част.
 $\frac{N}{2}$ - п. част.

$\frac{N}{\epsilon} \ll 1 \Rightarrow$ невырожден коллектив.

$\langle \epsilon \rangle$ - сред. энерг. на одну част.

$\langle \epsilon \rangle \gg \lambda_B \Rightarrow$ невырожден.

$\frac{N}{\epsilon} \gg 1 \Rightarrow$ вырожден.

$\langle \epsilon \rangle \ll \lambda_B$

Квант. част. подразд. фермионы и бозоны, фермионы част. с полуцелым спином (стремятся к четн): электрон, протон, позитрон. Бозоны стрем. к объедин. целочисл. спин. - фотон.

Классич. и квантов. стат. (стат. н.б.в. и вырожден. класс.)

Вырожден. могут быть коллектив. только квантово-мех. част.

В невырожден. стат. н.б.в. классич. и квантово-мех. и классич.

$f_{MB}(\omega)$ - статист. не вырожден. коллектив

$f_{FD}(\omega)$ - " - вырожден. " - (фермион)

$f_{BE}(\omega)$ - " - вырожден. " - (бозон)

$f(\omega), f(p), f(v)$

$$f_{MB}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}}} \quad f_{FD}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}} + 1};$$

$$f_{BE}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\omega - \mu}{kT}} - 1}$$

T - темпер. в град. К.

$k = 1,3805 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}$ (пост. Больцмана)

μ - хим. потенц., μ_{int} (измен. внутр. энергии сист при измен. числа част. на 1 в усл. пост. объема и энципии)

$$ds = \frac{\Delta Q}{T} - \text{сред. переод. темп. сист при}$$

переходе из одного сост. сист. в другое в условиях пост. темпер

$$\mu = (\text{в невыброт. состоят.}) = kT \ln \left[\frac{N}{V} \cdot \frac{1}{2s+1} \cdot \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

V - объем, s - спин ($\frac{1}{2}$)

m (m_n, m_p) эффект массы электр. или дырки.

$\mu \ll 1 \Rightarrow$ невыброт. состоят.

Прим. газ азота при норм. услов.

Лекция №2

13.09.2007

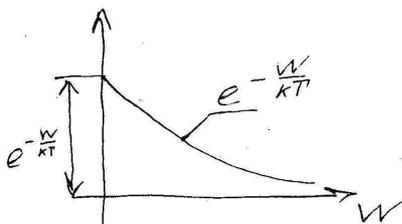
$$n = 10^{25} \text{ м}^{-3}; \quad m = 5 \times 10^{-25} \text{ кг}; \quad s = 0;$$

$$\mu = kT \ln \left[\frac{N}{V} \cdot \frac{1}{2s+1} \cdot \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$h = 6,6 \times 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$T = 300^\circ \text{K}$$

$$n \cdot \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} \approx 10^{-6} \ll 1$$



$$\frac{n}{kT} = \ln [\quad]$$

$$e^{\frac{m}{kT}} = e^{\ln [\quad]} \approx 10^{-6}$$

Вероятн. занят. сост. с опред. знач. энергии очень мала, газ наход. в невыброт. сост.

$$n = 10^{28} \text{ м}^{-3}; \quad m \approx 10^{-30} \text{ кг}$$

Электронный газ в мет.

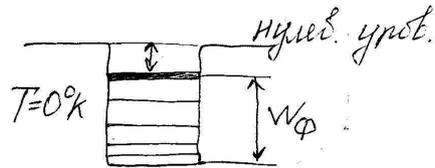
Попробуем опред. при каких усл. электр. газ. будет наход. в невыбр. сост, т.е. при какой T величине

4 | полуц. для азота $e^{\frac{m}{kT}} \approx 10^{-6}$

$$t \approx 10000^\circ \text{C}$$

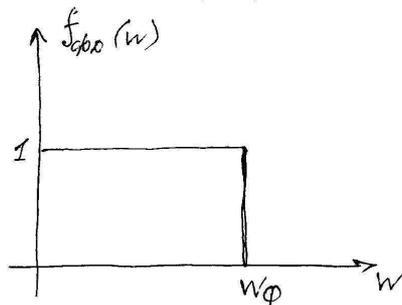
Функция Ферми - Дирака.

$$f_{\text{Ферми}}(w) = \frac{1}{e^{\frac{w-\mu}{kT}} + 1}$$



Нулев. ур. - уровень e^- навод. в м. металла и на таком расстоянии, когда на него не действует поле крист. структ.

w_{Φ} - энергия п-го e^- отчит. от дна потенциал. ямы



Уровень Ферми в точке зрения статистики это уровень в-го занял. кет. = $\frac{1}{2}$

$$f_{\text{Ферми}}(w) = \frac{1}{e^{\frac{w-w_{\Phi}}{kT}} + 1} = \left[e^{\frac{w-w_{\Phi}}{kT}} + 1 \right]^{-1};$$

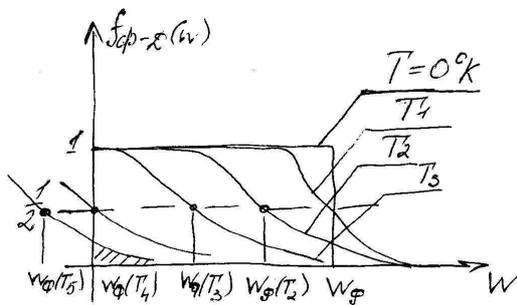
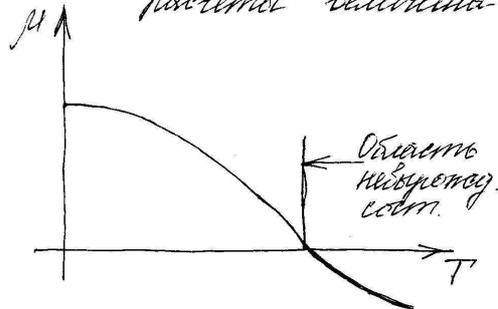
$$T = 0^\circ\text{K}$$

$$w < w_{\Phi} \quad f_{\text{Ферми}} \approx 1;$$

$$w > w_{\Phi} \quad f_{\text{Ферми}} \approx 0;$$

Рассм. как ведет себе энергия Ферми в зависимости от температуры.

$\frac{N}{V} = n$; как показ. анализ. в-ние μ и расчет энергии μ (ФТ) меняется.



Функция Бозе - Эйнштейна

$$f_{BE}(w) = \frac{1}{e^{\frac{w-\mu}{kT}} - 1}$$

Фотон; $\mu = 0$; $w = h\nu$;

$$\frac{1}{e^{w/kT} - 1} \quad \left. \vphantom{\frac{1}{e^{w/kT} - 1}} \right\} \text{Ф. Планка.}$$

Статистика носителей (электронов и дырок)

в полупроводнике

Статистика носит. в собств. п/п.:

собств. п/п это идеальное вещество с ~~идеальной~~ абсолют.

квант. кр/структ. п/п.

ΔW $\left\{ \begin{array}{l} \text{С.З.} \\ \text{В.З.} \end{array} \right.$ В светл. п/н. при узн. температур.
 свободные носит. образуются парами
 $e^- \leftrightarrow$ дырка

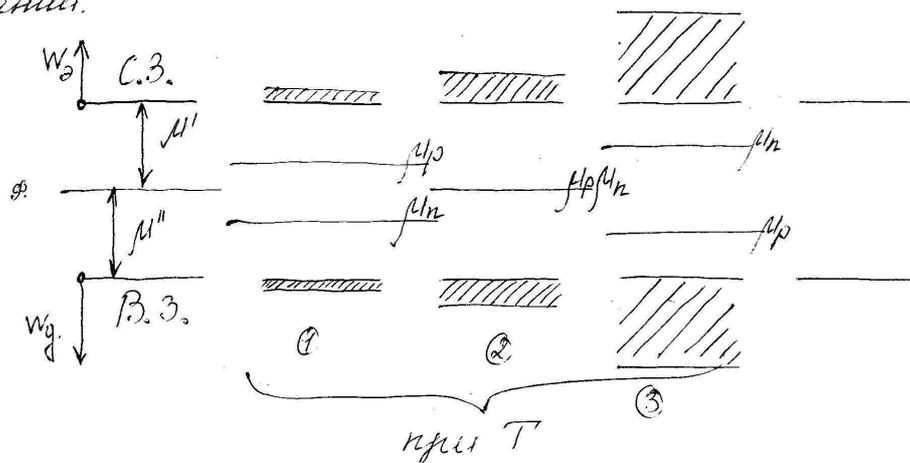
$$\mu_n = kT \ln \frac{n}{N_c}; \quad \mu_p = kT \ln \frac{p}{N_v}$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}; \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2};$$

N_c - эффективное число сост. e^- в свободн. зоне
 приведенное к её дну.

N_v - эффект. число сост. дырок в В.З. приведен к её
 потялку.

Электр. и дырки всегда в собствен. п/н. наход. в равнов.
 состоянии.



(2) - Равновесие сост. светл. п/н. (уст. сост.)

Равн. сост. опред. электр. нейтр. в равнов. сост.
 уровни Ферми одной части п/н совпаду.

n_i - сост. п/н.

$$n_i = N_c e^{\mu/kT};$$

$$p_i = N_v e^{\mu/kT};$$

$$n_i = p_i \rightarrow \text{соедин. n/p.}$$

$$\mu' + \mu'' = -\Delta W;$$

$$\mu'' = -\Delta W - \mu';$$

$$N_0 e^{\mu'/kT} = N_0 \cdot e^{-(-\Delta W + \mu')/kT};$$

$$\frac{N_0}{N_0} = \frac{e^{\mu'/kT}}{e^{-(-\Delta W + \mu')/kT}} = e^{(2\mu' + \Delta W)/kT};$$

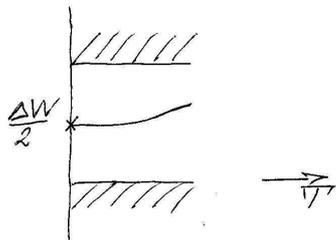
$$\ln \frac{N_0}{N_0} = \frac{2\mu' + \Delta W}{kT};$$

$$\mu' = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_0}{N_0}$$

$$\mu' = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \frac{3}{2} \ln \left[\frac{m_p}{m_n} \right];$$

Как видно из этого выражения при $T=0^\circ\text{K}$ уровень Ферми расположен строго в середине запрещенной зоны.

$$m_p > m_n;$$



$$\text{In Sb } \Delta W = 0.17 \text{ эВ}$$

$$\frac{m_p}{m_n} \approx 20;$$

$$n_i = \sqrt{n_i p_i} = (N_0 N_0)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = 2 \frac{2J(m_p m_n)^{\frac{1}{2}} kT}{h^2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

$$= 2 \cdot 2 \frac{2J m_p kT}{h^2}$$

Лекция №3 (20.09.2007)

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

	Si	Ge	Sn	
$\Delta W, \text{эВ}$	1,12	0,72	0,08	$T = T_{\text{комн.}}$
$n_i, \frac{1}{\text{см}^3}$	10^{15}	3×10^{19}	10^{24}	

Ge ($\Delta W \neq 0,72 \text{эВ}$)

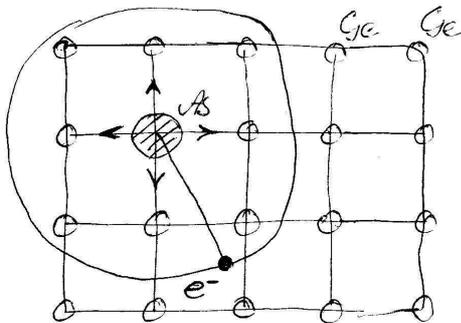
T, K	100	300	600
$n_i, \frac{1}{\text{см}^3}$	3×10^7	3×10^{19}	6×10^{23}

Триплетное урствие в м/к

Триплет: $10^{-2} \%$;

Косерное кривы. урствие, Азотное кривы, урствие
примесное, азотное кривы. урствие.

Кристалл



ϵ и ϵ по узлам азот и атом As
 Ge: $\epsilon = 16$

5 валентн. электр. атомна As не урствие в образ. азотной кривы-
 ные соседними атомна Ge его кривы и азотной кривы. только
 кривы. отп в ϵ по уз.

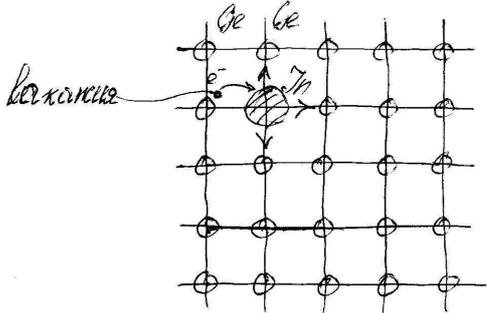
C3
 // // // // //
 ----- $w_g(w_g)$

	$w_g, \text{эВ}$		
	ρ	As	SB
Si	0,045	0,050	0,030
Ge	0,012	0,015	0,010

// // // // //
 B.3.

Акцентирование

$T = 0^\circ\text{K}$



Ток дрейфа \rightarrow ток в B.3.

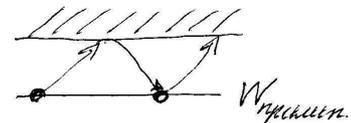
C.3.
 // // // // //

----- $w_a(w_a)$
 // // // // //
 B.3.

	$w_a, \text{эВ}$			
	ρ	Al	Ge	Sn
Si	0,045	0,020	0,070	0,16
Ge	0,010	0,010	0,011	0,011

Уровни приманья

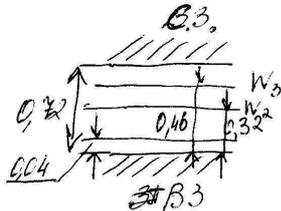
Уровни приманья, также как в и-п - шунные уровни, они являются дефектом, наличие неэлектронных примесей, дефектов кристаллической структуры.



Уровни приманья в и-п могут быть уровнями примесей неравновесия носителей.

Глубокие уровни

As в Ge



W_2, W_3 - глубокие уровни.

Глубокие уровни сказ.

сильнее влияют на проц. ионизации

несовершенных носителей заряда.

Тоже самое с дырками

Равн. притяг. e^- в В.З.

$$i_{e^*} = -q E_e$$

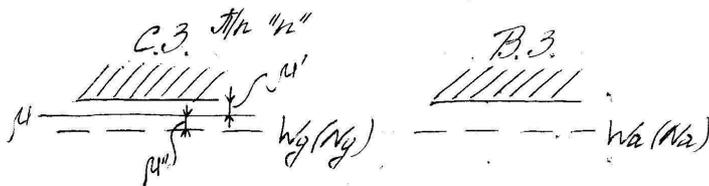
$$i_{Ze} = -q \sum_s v_s;$$

Если все осм. s в В.З. замечает e , то $i_{Ze} = 0$;

i_{Ze} , если t осм. свободно:

$$i_{Ze} = -q \sum_{s+t} v_s = -q \underbrace{\sum_s v_s}_0 + q v_t$$

Статистика носит. e^- и дырок в узлах n/p .



$$n = n_{прим} + n_i;$$

$$n \approx n_{прим};$$

$$\mu' = kT \ln \frac{n}{N_D};$$

T_s - температур. ионизации
 $T_{s1} = \frac{1}{2} T_s$ - температур. $\frac{1}{2}$ ионизации.

Как показ. теор. и эксперим. t и v_t совпадают. уровни Ферми с уровн. уровнями иониз. показ. наивысшая вероятность

$$\mu' = kT_s \ln \frac{N_D}{2 N_C} - W_D$$

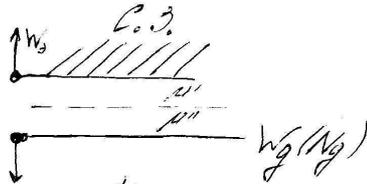
$$T_{S'} = \frac{W_g}{k \cdot \ln \frac{2N_c}{N_g}};$$

$$W_g \sim C, 10^3 \text{ B};$$

$$N_g = 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3};$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$T_{S'} = 320 \text{ K}; \quad T = -241^\circ \text{C};$$



$$n = N_c e^{\mu'/kT};$$

$$p = N_g e^{\mu''/kT}; \quad \mu' + \mu'' = -W_g;$$

$$N_c e^{\mu'/kT} = N_g e^{-(\mu'' + W_g)/kT};$$

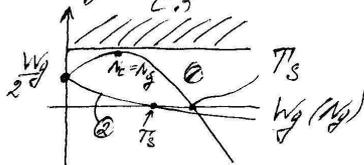
$$\frac{N_g}{N_c} = \frac{e^{-\mu''/kT}}{e^{-W_g/kT}} = e^{\frac{W_g + \mu''}{kT}};$$

$$\ln \frac{N_g}{N_c} = \frac{W_g + \mu''}{kT};$$

$$\mu'' = -\frac{W_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_g}{N_c};$$

При $T = 0^\circ \text{K}$ уровень Ферми в n -типа полупроводнике стремится к середине запрещенной зоны.

Область низких температур: $\frac{3}{2} kT = W_g$



$n \uparrow \rightarrow N_c \uparrow \text{ ①}$

$n \uparrow \rightarrow N_c \uparrow \text{ ②}$

В первом случае уровень Ферми стремится к середине запрещенной зоны и уровень F стремится к уровню CB при $N_c = N_g$

Скорость роста T :

$$n = N_0 + (N_c N_s)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

$$\mu' = kT \ln \frac{n}{N_c} = kT \ln \left[\frac{N_0}{N_c} + \left(\frac{N_s}{N_c} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \right]$$

Уровень Ферми в области средн. темп. находится почти
линейно с шириной запрещенной зоны.

$$n = N_c e^{\mu'/kT};$$

$$n = N_c \exp \left\{ -\frac{W_0}{2kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_c} \right\} = N_c \exp \left[-\frac{W_0}{2kT} \right] \cdot \frac{N_0^{1/2}}{N_c^{1/2}} =$$

$$= N_0 e^{-\frac{W_0}{2kT}};$$

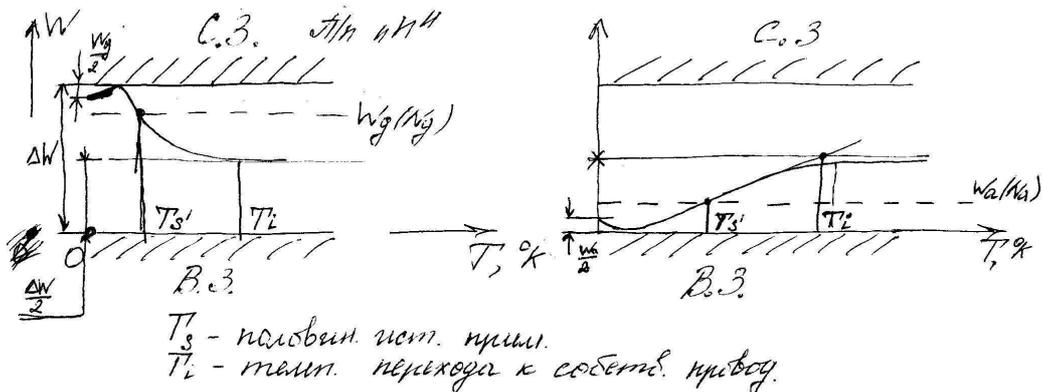
$$= N_c e^{-\frac{W_0}{2kT}} e^{\frac{1}{2} \ln \frac{N_0}{N_c}} = N_c e^{-\frac{W_0}{2kT}} \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^{1/2} = \sqrt{N_c N_0} e^{-\frac{W_0}{2kT}}$$

Область высоких температур: концентрация собствен.
знающих больше примесей. $n = n_i$;

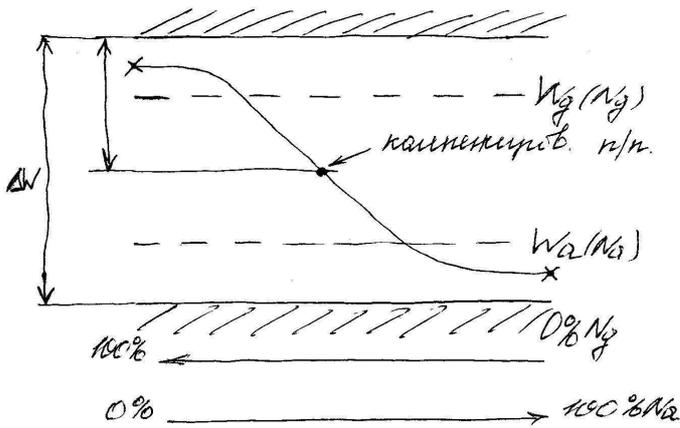
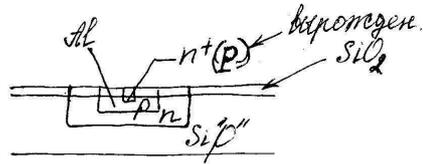
В области все темп., когда конц. носии. $n = n_i$
уровень Ферми неск. в середине запрещ. зоны.

Лекция №4

27.09.2008



П/п содержит. оедр. в.
 уонорн. акцент. примеси.

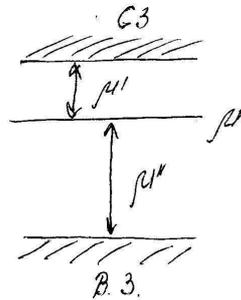


Нижние температуры.

Токи упр. Ф. пойд. Вверх. половине 3.3. n/n обл. n/n n-типа
 Если в нижней, то n/n p-типа

Концентрация основных и не осн. носит.

Рассм. n/n в кот. есть осн. носит. дон. n-типа
 и не осн. (p-типа)

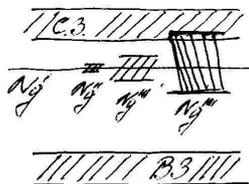


$$\begin{aligned}
 n &= N_c e^{\mu'/kT}; \\
 p &= N_v e^{\mu''/kT}; \\
 n \cdot p &= N_c N_v e^{\frac{\mu' + \mu''}{kT}}; \\
 n_i &= (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}; \\
 \mu' + \mu'' &= -\Delta W; \\
 \mu'' &= -\Delta W - \mu'; \\
 \boxed{n_n \cdot p_n = p_p \cdot n_p = n_i^2}
 \end{aligned}$$

Из соотнош. след, что в любой n/p и p/n типе произв. конц. осн. на неоснов. равно квадрату концент. собствен. носителей в собственном n/p (n_i) при условии $T = const$

Вырожденное n/p

Это n/p с очень высокой конц. примеси.



$N_g (N_p)$ уровень прим. с опред. соотношен.

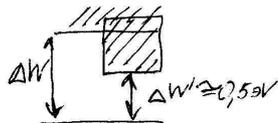
$$N_g''' > N_g'' > N_g' > N_g;$$

4-аургай - вырожден. n/p проводн. Функции распредел. в свободной зоне это функции Ферми-Дирака.

$$\langle \epsilon \rangle = \sqrt[3]{\frac{1}{N_g}}; \ll \epsilon_s$$

Условие вырожденности n/p.

$$Ge \Delta W = 0,72 eV; N_g = 10^{25} \frac{1}{m^3}$$



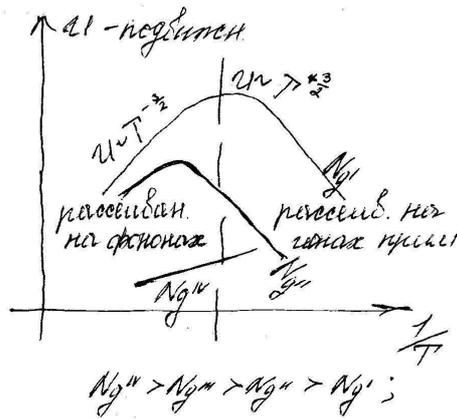
Зависим. подвижности носит
от температуры

Подвижн. носит связана с силой столкн. с функцией соб. пружина она опред. структ. латент.

Чва. факторы рассеивания

- 1) На упругих колеб. крист. струк. (фононах)
- 2) На ионах примеси

В области высоких \pm явл. рассеив. на упругих колебаниях кристалл, а низких на ионах примеси.



Собственная провод к/п.

$$\sigma_i = q(n_i \mu_n + p_i \mu_p);$$

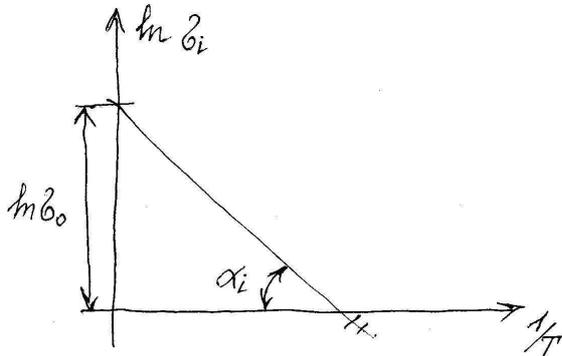
$$\sigma_i = q n_i \mu \cdot A$$

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = 2 \left(\frac{2 \pi m_p m_n}{h^2} kT \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}};$$

Собствен. провод. явл. провод. высоких температур.

В этом ауге $\mu \sim T^{-3/2}$, $\sigma_i = A \cdot B \cdot T^{3/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \cdot T^{-3/2}$;

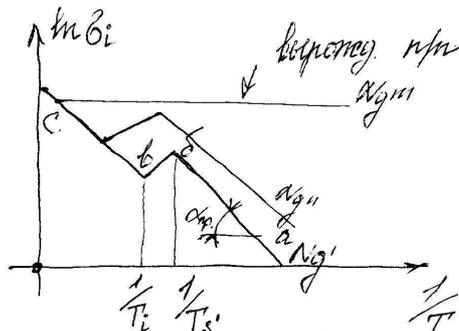
$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}; \quad \ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta W}{2kT};$$



Треуго. собств. n/n , когда все атомы ионизиров.

$$\alpha_i = \arctg \frac{\Delta W}{2k}$$

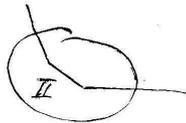
Треуго. примесности n/n



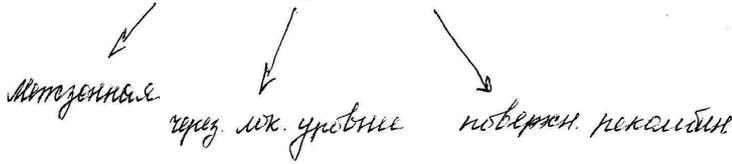
$$c_{gr} = c_{gr0} e^{-\frac{\Delta W'}{2kT}};$$

$$\alpha_{gr} = \arctg \frac{W_{gr}}{2k};$$

На участке б-в примесь полностью иониз. квант. собств. носит. через выч. масса на этом участке след. кривой отрез температур запис. подбитан носит. Самая сн. фронт. кривая на участке кабел. или на фронтон, то след. заб. будет б-с или на ионах, то II .



Рекombинация в п/п



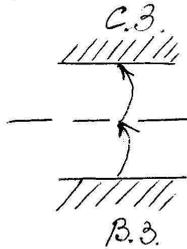
Если e^- из св. зоны перешел в валентн - мгновен. рекомб.
 Фот. из св. з. на лок. уровни \rightarrow в с.з.;
 Видим. энергия (фотон, фонон), в соотв. с этим
 рекомбин. подразд. на излуч. и безизлучат.

Лекция №5

~~№~~ 04.10.07

$$\Delta W = 1 \text{ эВ}$$

Энергия фото фронтои 0,1 эВ. Безизлуч. многофотонная
 рекомбинация маловероятна.



Обычно безизлуч. рекомб. в п/п с широкой з.з. идет
 через локальные центры.

Фронтал. излуч. рекомб. хар. для п/п с малой шириной з.з.

$$\text{In Sb } \Delta W = 0,17 \text{ эВ};$$

Эффектос в сильном поле.

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

Калабыи полеи отнас. поле вытисна ~~зависит~~
 носит и подлитен не зависит от вытисно поле

$U_{\text{эфф}} \approx U_m$; - сильное поле

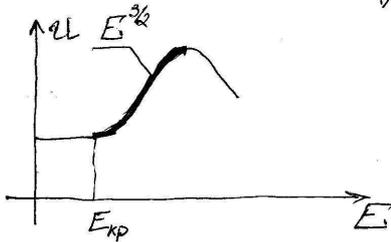
$$\frac{3}{2} kT \leq \underbrace{qEL_{cd}}_{\text{эл. диффузия}}$$

$$E \geq \frac{\frac{3}{2} kT}{qL_{cd}} \leftarrow \text{сильное поле.}$$

В сильн. полях конц. и попул. зав. от вел. поля

Зав. попул. носит от E

1) Три рассеив. на ионах примеси приводят к экв. $E^{3/2}$



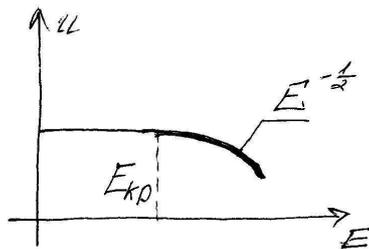
* В этом случ. с увел. напряж. увел. напряж. дрейфа растет, а сред. длины вылета электронов с ионами.

2) Если основ. факт. рассеив. эл. рассеив. на зву. колеб., то

$$v_{dr} \approx \sqrt{E}$$

$$v_{dr} = \mu E;$$

$$\mu = \frac{v_{dr}}{E} = \frac{\sqrt{E}}{E} = E^{-1/2};$$

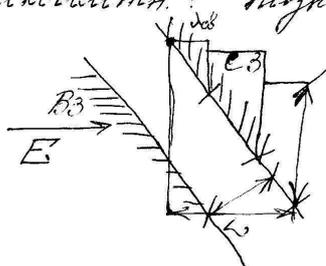


Зав. концентр. носит от напряж. э/л

Звуконная; термоэлектронная; электростатич.

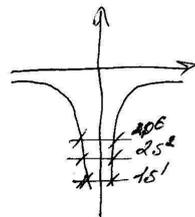
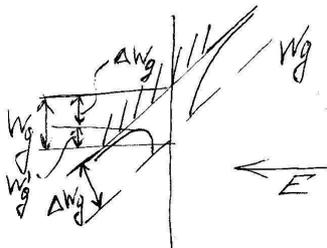
а) Ударная ионизация на низковольтной и высоковольтной.

Высоковольтная: Низковольтная:



Увеличив скорость напр. джетов, теряется, а плотность джетов возрастает (такая же ионизация, как и раньше). Напряж. электр. поле джетов быть больше $E_{кр}$ на всей L_0 .

б) Термоэлектронная ионизация (применяется при $T < T_{ионизации}$)



$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{W_g}{2kT}}$$

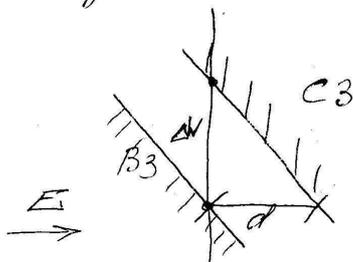
$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{W_g}{2kT}}$$

$$W_g' = W_g - \Delta W,$$

$$n = (N_c N_g)^{1/2} e^{-\frac{(W_g - \Delta W)}{2kT}} =$$

$$= \underbrace{(N_c N_g)^{1/2}}_{n_{no}} e^{-\frac{W_g}{2kT}} e^{\frac{\Delta W}{2kT}} = n_{no} e^{\frac{\Delta W}{2kT}};$$

в) Электроотрицательная ионизация след. с тушением. происходит в-ду вольт. зоны в с.з.

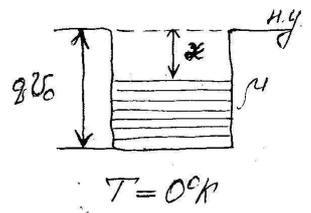
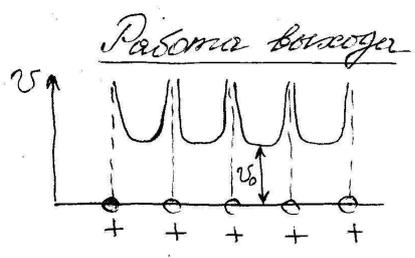


При опред. напр. имеет место туннельн. переход из зоны в зону в С.З.

ω - в-ть перехода В.З. \rightarrow С.З.

$$\omega \propto e^{-\frac{(\Delta W)^{3/2}}{2E}};$$

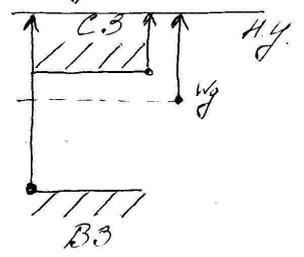
Контактные явления



W_0 - работа выхода

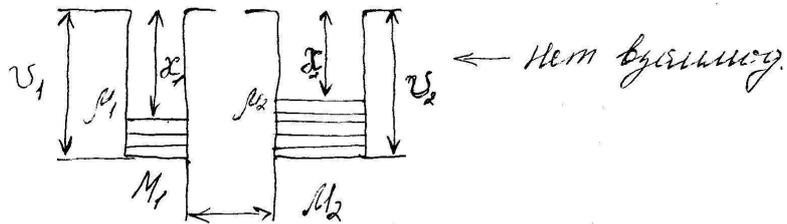
Н.у. - ур-ль e^- навод. вне ~~на~~ металла на разл., это не кр-ст. не оказ. на него влияние.

При $T \neq 0K$ на нулев. ур-вень могут переход. как e^- от выш. ур-вней Ферми при $T=0K$, так и выш. ур-в. В первом случ. осужд. за счет элек. кр-ст. структ. (крит. сжигат.), во втором кр-ст. разорв. Третьим случ. раб. выхода работ. при перем. с ур-вней Ф. на н.у.

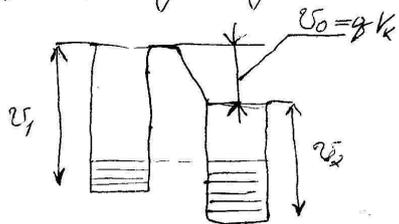


В н/п. усл-ях критич. раб. выхода раб. кет. науд. совершит. по перем. e^- с ур-вней Ф. на нулев. ур-вень

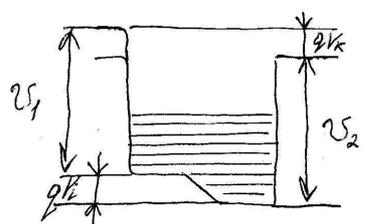
Контакт двух металлов



В случ. малого конт. когда возм. обмен электр., наблюд. прямую переток e^- из второго в первый. Этого же ситуации, когда уровни Ферми сойдут на 1-м уровне.



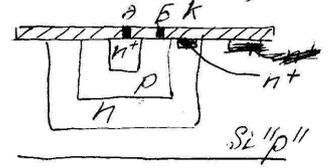
ψ_0 изм. в эВ числ. равна конт. разн. V_k в Вольтах и числ. равна конт. разн. потенциалов.



qV_k - внутр. конт. разн. мет.

Контакт металл - n/n

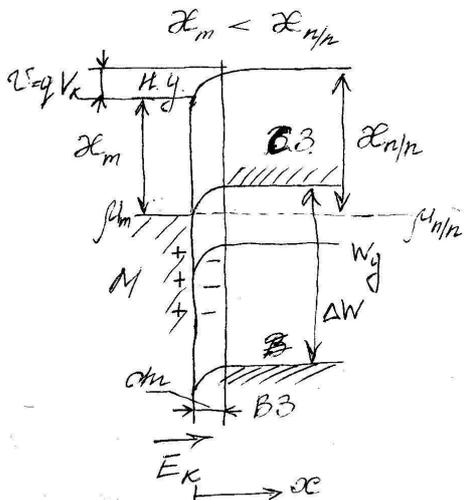
Конт. Me - n/n могут быть гетероан и не вольтамперный, в ситуации аном. и могут быть выпр. с джонки. аном.



22

Контакт Me - n/n с ситуацией аном.

Me - n/n "n"



Величина x/p мала по сравнению с длиной диффузии. При таком контакте происходит обрыв цепи n/p толщиной d_n электронов, т.е. несут, а не d_n электронов, такой ширины обрыв n/p провод., такой ширины

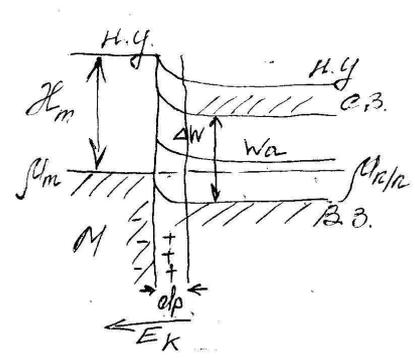
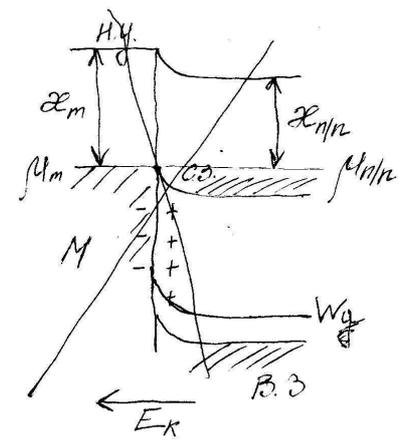
называется антигетероном, а контакт гомоэпитаксиальным.

$$n(x) = n_{no} \cdot e^{-\frac{V(x)}{kT}}, \quad n_{no} - \text{конц. вн. слое } d_n$$

Небольшая контактная резистив. в обл. коллектора где подкит. е.о. к мет. вводу

Me - n/n "p"

$$x_{np} < x_m$$



e^- из p полупров. переход. в мет, а слой др. обогатившая носит дырки, а слой имеет повышен. провод. наз. антизернионн.

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{U(x)}{kT}};$$

ρ_0 - конст. дырок вне слоя др.

Конст. не выпр. с антизернионн. слоем, следовательно.

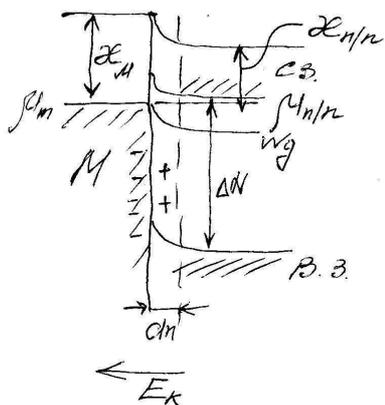
Контакты Me - n/n с джонсн. слоем

Me - n/n "n"

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

$x_m > x_{n/n}$

В случае такого контакта

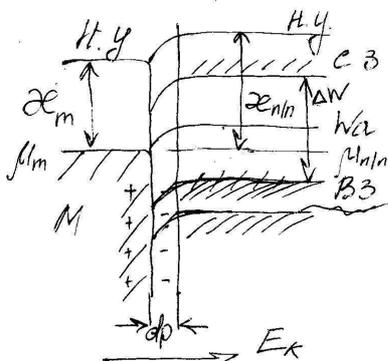


e^- из n/n типа и переход. в мет. слой др. в этом слое. слой обогатив. полупров. атом. донорной прим., - наличием. избыточный заряд.

Переход с джонсн. слоем, выпр.им, обладает повышен. провод.

Me - n/n "p"

$x_{n/n} > x_m$



$$\rho(x) = \rho_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

e^- из p полупров. переход. в мет, а слой др. обогатившая носит дырки, слой имеет пов. провод. наз. антизернион.

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{U(x)}{kT}};$$

ρ_0 - конст. дырок вне слоя др.

Конст. не выпр. с антизернион. слоем, следовательно.

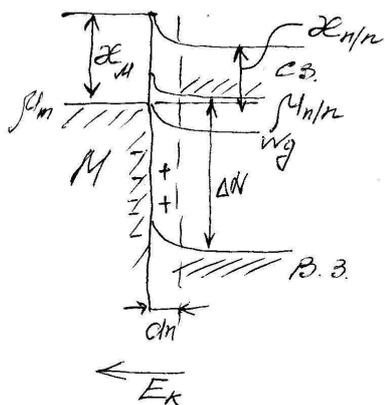
Контакты Me - n/n с джонн. слоем

Me - n/n "n"

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

$x_m > x_{n/n}$

В случае такого контакта

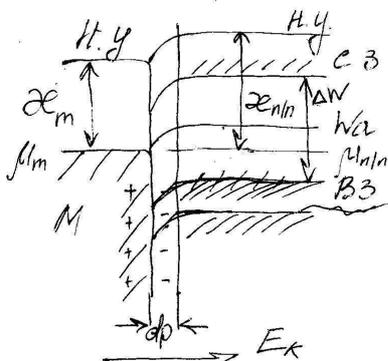


e^- из n/n типа и переход. в мет. слой др. в этом слое. слой обогатив. полупров. атом. донорной прим., - поэтому. обогатив. заряд.

Переход с джонн. слоем, выпр.м., обладает полнот. провод.

Me - n/n "p"

$x_{n/n} > x_m$



$$\rho(x) = \rho_0 e^{-\frac{U(x)}{kT}}$$

$$U(x) = \frac{q^2 n_{no} (d_n - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (1 \text{ аугр})$$

$$U(x) = \frac{q^2 p_{no} (d_p - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (2 \text{ аугр})$$

$$x \Rightarrow 0 \rightarrow U(x) = U_0;$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 n_{no}}}; \quad (1 \text{ аугр})$$

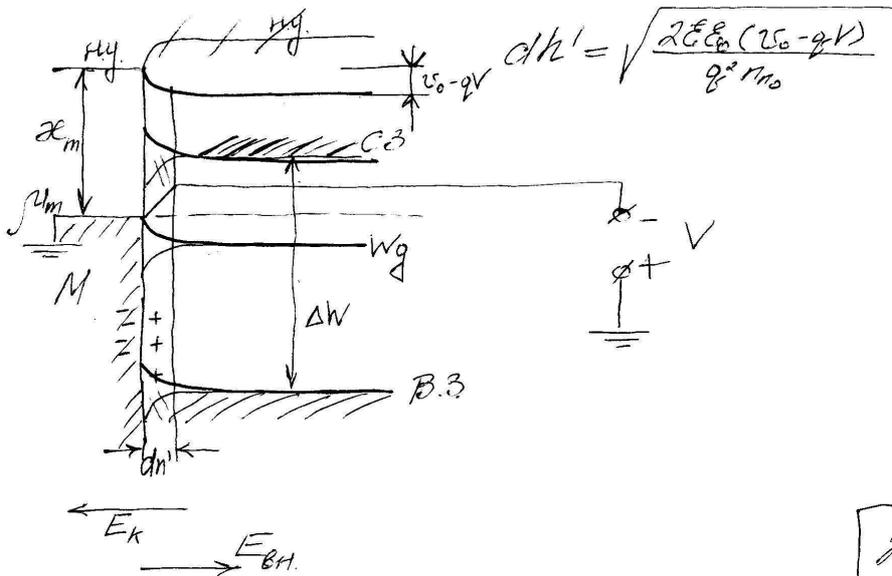
$$d_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 p_{no}}}; \quad (2 \text{ аугр})$$

$d_n, d_p \rightarrow \text{мкм}$

Термисг. Me-n/n "n" нилл
нунмонг. бундундо нундунг.

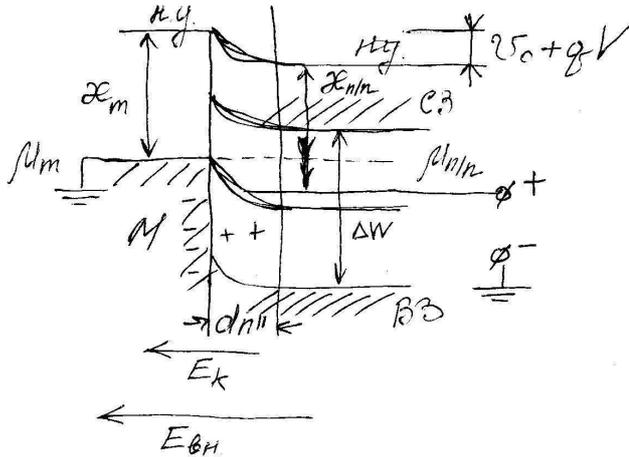
Me - "n"

$$\alpha_m > \alpha_{n/p}$$



Внешнее напряжение. Включ. в прямом, d_n' стал меньше, чем без напря.

Приклад. напря. в обратном:



Лекция № 7

18.10.07

$$L_n = L_{np} = L_s$$

Меняется на qU_{KT} раз:

$$I_{np} = I_s \left(\exp\left\{ \frac{qV}{kT} \right\} - 1 \right);$$

$$I_{ap} = I_s \left(\exp\left\{ -\frac{qV}{kT} \right\} - 1 \right);$$

$d_n \gg \frac{2U_0}{kT} \lambda$ - ~~то~~ в анал. большой величины анал.

обвалит заряды d_n , e^- проходит через этот анал. почти

многократно. стили, не имеет почти диффуз. характ.

для этого анал. анал. диффуз. переход

$$I_s = q \cdot n(0) U_n \frac{U_0 \pm qV}{d_n}$$

$$n(0) = n_{p0} \cdot \exp\left\{ -\frac{U}{kT} \right\}$$

n_{p0} - концен. в макс. конст.

$$d_n \leq \frac{2U_0}{kT} \lambda;$$

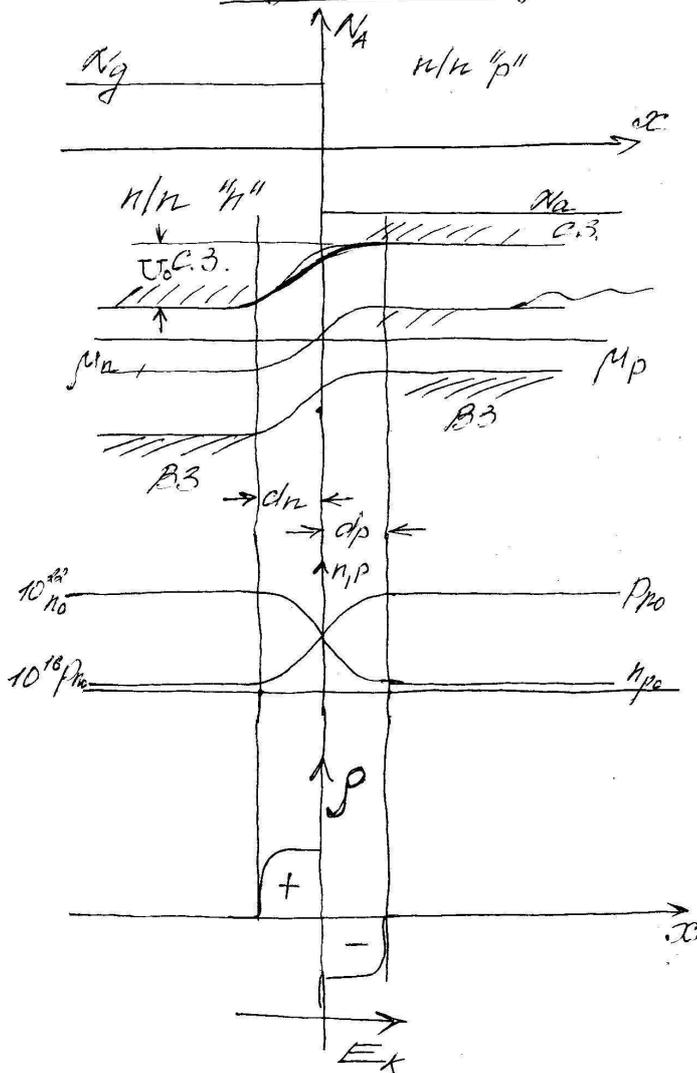
Физическая теория:

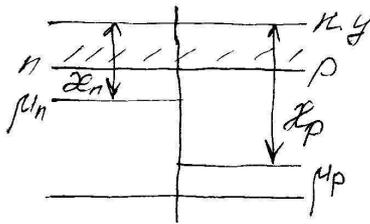
$$L_s = \frac{1}{4} v_{th} \tau (c) \left(\frac{3kT}{m_n} \right)^{1/2}$$

Переходы n/n — n/n

Перех. могут быть резкими и плавн. симметрич и несимметрич.
 резкие перх. плавн при симметрич. перх. и при отклонении
 при диффуз. перх. всегда плавн. плавн.

Резкий переход





$$U_0 = \varphi_p - \varphi_n$$

$$n_{p0} = N_c e^{-\mu_n/kT}$$

$$n_{p0} = N_c \cdot e^{-\frac{\mu_n + U_0}{kT}} = \underbrace{N_c e^{-\frac{\mu_n}{kT}}}_{n_{nc}} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}} =$$

$$\neq \frac{n_{pc}}{n_{nc}} = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

$$kT \cdot \ln \frac{n_{pc}}{n_{nc}} = U_0 \Rightarrow U_0 = kT \ln \frac{n_{pc}}{n_{nc}}$$

Область I $\rightarrow dn < x < 0$

$$U(x) = \frac{q^2 n_{nc} (dn - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$E_x(x) = \frac{q n_{nc} (dn - x)}{\epsilon_0 \epsilon}$$

Область II $\rightarrow 0 < x < dp$

$$U(x) = U_0 - \frac{q^2 p_{nc} (dp - x)^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$E_x(x) = \frac{q p_{nc} (dp - x)}{\epsilon_0 \epsilon}$$

При $x=0$: внутренняя потенциальная барьера и конт. поле равны, но выроста, где 1-ой и 2-ой обл. должны быть равны т.к. U и E_x непрерывны.

$$I. \quad \frac{q^2 n_{nc} dn^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} = U_0 - \frac{q^2 p_{nc} dp^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}$$

$$II. \quad \frac{q n_{nc} dn}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q p_{nc} dp}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$\text{Из II: } n_{nc} d_n = p_{p0} d_p;$$

$$\frac{d_n}{d_p} = \frac{p_{p0}}{n_{nc}}, \quad d_n + d_p = d;$$

$$d = d_n \left(1 + \frac{p_{p0}}{n_{nc}}\right);$$

Получим для объема заряда в/н обратного слоя
концентрации ^{основн.} носим в нел.

$$\text{Из I: } U_0 = \frac{q^2 n_{nc} d_n^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} + \frac{q^2 p_{p0} d_p^2}{2 \epsilon_0 \epsilon} = \frac{q^2 n_{nc} p_{p0}}{2 \epsilon_0 \epsilon (n_{nc} + p_{p0})} d^2$$

$$d = d_n + d_p = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0 (n_{nc} + p_{p0})}{q^2 n_{nc} p_{p0}} \right]^{1/2}$$

$$\left(n_{nc} \ll p_{p0} \right)$$

$$d \approx d_n$$

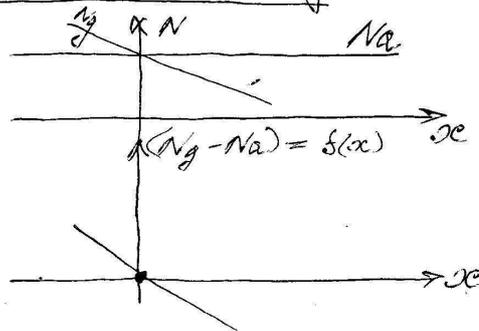
$$d \approx d_n = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 n_{nc}} \right]^{1/2}$$

$$\text{Ср: } n_{nc} = 10^{21} \frac{1}{\text{см}^3};$$

$$p_{p0} = 10^{23} \frac{1}{\text{см}^3};$$

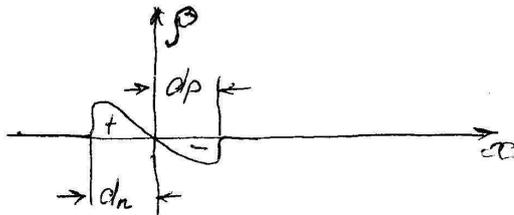
$$d_n = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad d_p = 8 \cdot 10^{-9} \text{ м};$$

Трибный переход.



$$N_D - N_A = a x$$

a - коэффициент наклона.

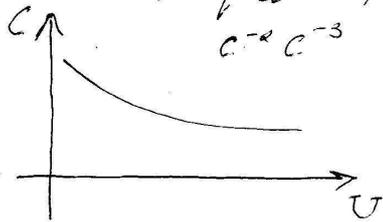


$$E_x = \frac{q a}{\epsilon_0 \epsilon} (d_n^2 - x^2) \quad -d_n < x < 0$$

$$E_x = \frac{q a}{\epsilon_0 \epsilon} (d_p^2 - x^2) \quad 0 < x < d_p$$

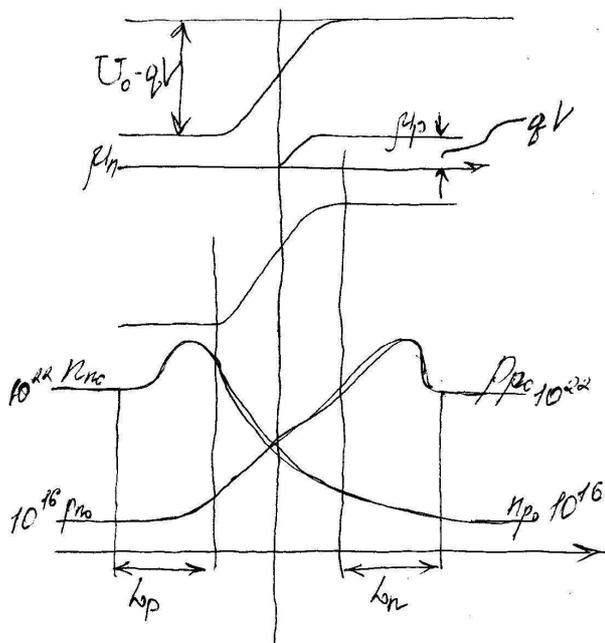
$$\Delta n = \Delta p = \left(\frac{R \epsilon_0 \epsilon U_0}{q^2 a} \right)^{1/3}$$

$C^{-2} C^{-3}$



В p-n переходе при подаче внешней напряж.

В прям. напр.

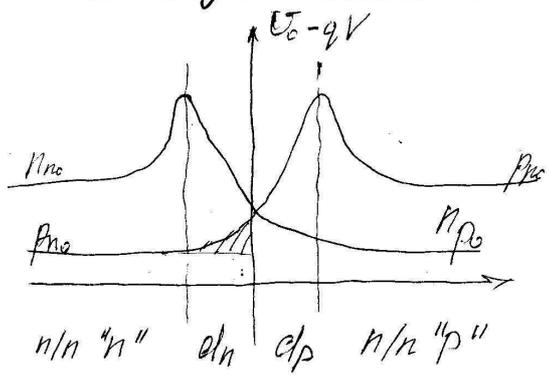


Под действием внешн. крзвн. потенц. V уменьшается и повышается в прям. напр. внешняя потенц. барьера конитте на величину qV , в результате из n-обл. в р-обл. перетекат дыр. (по сравн. с равновесн. соот. переходом) итди e^- , а из р-обл. в n-обл. и наоборот. Электр. перетекат в р-обл. и дырки перем. в n-обл. считаясь для этих обл.

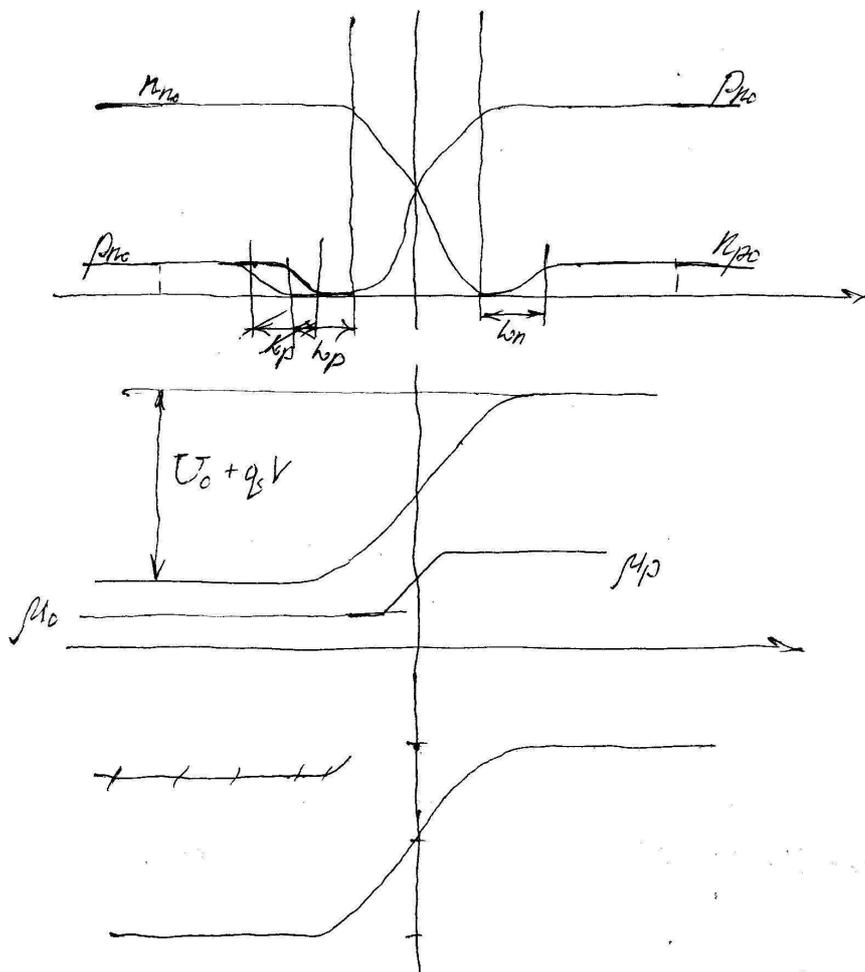
30

несамовн. носит., т.е. внешнее поле приложено в прямом направлении. Возбуд. носители конитте к несамовн.

носит в р и n обл. n/p , e^- и наоборот. в р-обл.
 притяг. к себе дырки из области той обл., в след.
 что концы носид. у р-п перехода носид.
 Ломает. дырку прит. дырок экранир. отриц. дыркой.
 избыток e^- , такая же картина носид. и в n-обл.
 отриц. дыркой прит. e^- экранир. носид. дыркой и наоборот.
 дырок поэтому избыт. e^- и дырки и наоборот в n и р
 области не созд. в этих обл. некапитализир. обмен. дыр.
 а след. дон. электр. носид, притяг. дырками. носид. н.
 - носид. в обмен n/p . Труднее протек. также носид.
 отриц. носид. процессы некапитализир. В равновесии
 свет р+п перехода концы носид. сразу же дырки равн.
 значения по выводу из обл. обмен. дыркой. При носид.
 притяг. разности носид. концентрации носид. и носид. носид.
 сохран. больше равновесия носид. носид. носид. носид.
 дырки. Лекция №8 25.10.2007



p-n переход при включении в обратном



При приложении обр. напряж. высота барьера увелич., что препятств. переходу е⁻ из n-обл. и дырок в обратном направ. для носч. носит. Е_{пол} является удерж. потт. носч. носит. из п-обл. к p-n переходу и обр. диффуз. к переходу и перенос. элект. полем (E_n) в ур. обл. обр. ток в заданн. направ. конь. это носч. носит. все время потт. из-за счт. тем. возб. или тем. центр. потт. ток в обрат напр. под. темп.

В прям. напр.:

$$p_n = p_{n0} e^{qV/kT} \quad p_{n0} = p_{p0} e^{-U_0/kT}$$

$$n_p = n_{p0} e^{qV/kT} \quad n_{p0} = n_{n0} e^{-U_0/kT}$$

Для прямого перехода:

$$d \approx \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 - qV) (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 n_{n0} p_{p0}} \right]^{1/2}; \quad d = d_p + d_n$$

Для прямого перехода:

$$d \approx \left[\frac{12 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 - qV)}{q \cdot a} \right]^{1/3}$$

В обратном напр.:

$$p_n = p_{n0} e^{-qV/kT}$$

$$n_p = n_{p0} e^{-qV/kT}$$

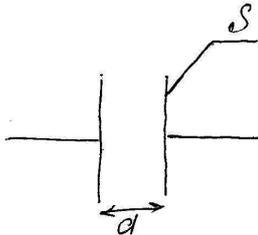
Для прямого перехода:

$$d = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 + qV) (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 n_{n0} p_{p0}} \right]^{1/2}$$

Для прямого

$$d = \left[\frac{12 \epsilon_0 \epsilon (\psi_0 + qV)}{q \cdot a} \right]^{1/3}$$

Диэлектрики в электрическом поле



$$u = U_m \sin \omega t$$

$$i = I_m e^{j\omega t}$$

$$\dot{Q}_0 = C_0 \dot{U}$$

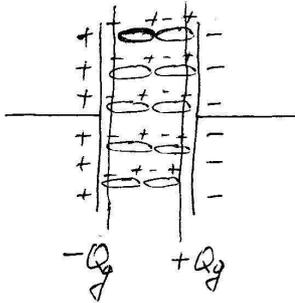
C_0 - емкость вакуума

$$\dot{U} = \frac{\dot{Q}_0}{C_0} = \frac{\dot{Q}}{C}$$

$$C = \epsilon C_0$$

$$\dot{Q} = \epsilon \dot{Q}_0$$

Увеличение заряда на обложках конденс. является следств. поляриз. диэлектрика.



$$\dot{Q}_g = \dot{Q} - \dot{Q}_{cb}$$

$P = Q_g \cdot d$ - электр. момент всего объема диэлектрика.

$$\dot{P} = \frac{P}{s \cdot d} = \frac{\dot{Q}_g d}{s \cdot d} = \frac{\dot{Q}_g}{s} - \text{един. пов.} = \rho$$

Как видно электр. момент един. объема диэлектрика равен пов. плотности заряда на поверхности диэлектрика.

$$\dot{Q}_g = \dot{P} \cdot s$$

Если между обложками диэлектрика отст.

$$\dot{Q}_{cb} = \dot{Q}_0 = C_0 \cdot U = \frac{\epsilon_0 \cdot s}{d} E \cdot d$$

$$\text{и } E = \frac{U}{d}$$

E - зарядн. поля. напряж. вл. между обложками конденс.

$$\dot{Q}_{cb} = \epsilon_0 s \cdot \dot{E}$$

$\dot{K} = \frac{\dot{Q}}{s}$; - по опреж. электр. индукция

$$K = \epsilon_0 \epsilon_0 E s$$

$$\dot{Q} = \epsilon \epsilon_0 \dot{E} s$$

$$\dot{P} \cdot s = \epsilon_0 \epsilon \dot{E} s = \epsilon \epsilon_0 s \dot{E}$$

$$\dot{\rho} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \dot{E} \quad (1)$$

ϵ_0 - электр. постоянная.

ϵ_0 = отнош. между связ. зарядом к потен. свободн.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$$

Формула (1) справ. у, кот. напряж. изотропная, а если они явл. дипольными. Для дипольн. в изотроп. напряж. ^{элект} момент. ед. объема можно предст.

$$\dot{\rho} = n \dot{\rho}_d = n \alpha \dot{E}_d \quad (2)$$

α - напряж. част. в-ва.

E_d - местн. локальн. напряж. действ. на частицу.

$$E_d = E + \frac{\rho}{3\epsilon_0} \quad \text{ур-ние Лоренца} \quad (3)$$

$$\text{из (1)} \quad E = \frac{\rho}{\epsilon_0(\epsilon-1)}; \quad \neq$$

$$\text{из (2)} \quad E_d = \frac{\rho}{n\alpha};$$

$$E_d \frac{\rho}{n\alpha} = \frac{\rho}{\epsilon_0(\epsilon-1)} + \frac{\rho}{3\epsilon_0}$$

$$\boxed{\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}} \quad \text{уравн. Лоренца -} \\ \text{- Мискотти}$$

Визуально. проп. явл. мерой напряж. дипольн.

$n\alpha$ - зависит от структ. и атомн. частот.

входящих в него.

$$\epsilon = \nu^2, \quad \nu \text{ - квадрат коэф. преломл.$$

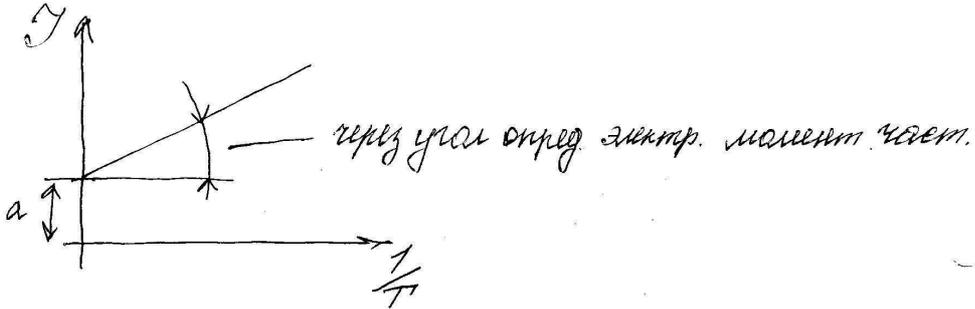
Уравн. К-М справ. для нейтр. и поляри. газов, а так же для нейтр. и атомарн. жидкостей.

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_p$$

α_2 - напр. обуг. анигу. аосоу. во вилем. а/н
 α_g - обуг. оуиет. тееикуе гуиоуеб.

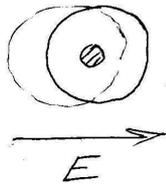
$$\alpha_g = \frac{p_3^2}{3kT}$$

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \frac{m}{d} = \frac{N_{d0} \alpha_2}{3\epsilon_0} + \frac{N_n}{3\epsilon_0} \cdot \frac{p_3^2}{3kT}$$



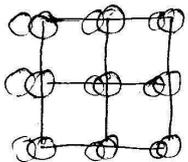
Конкретные виды поляризу

1) Электронная поляризу - анигу. а/об. эитр. чает. во вилем. эитр. поле.

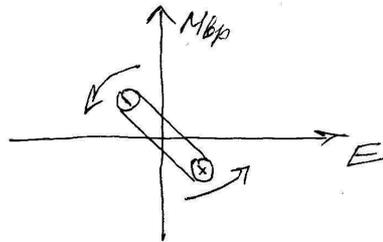
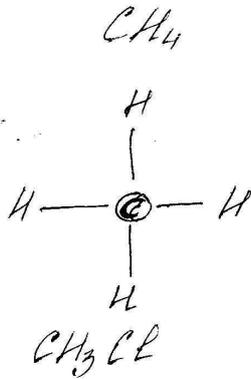


Множен. $\epsilon = 10^{-15}$ с; ~~не~~ этот тип поляризу. не адез. с потерями.

2) Ионная поляризу. $\epsilon = 10^{-13}$ с (не адез. с потерями.)



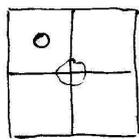
3. Дипольная поляризуемость (связь с потерями) $\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3$



4. Электр. - релаксационная.

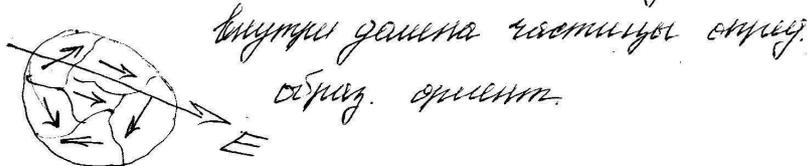
Электр. релакс. - смена оболочек в том слое, куда электроны возб. тетлов жермел.

5. Ионно - релаксация: смена заряда част. киходу в ионно-узле, или в узле, но алабосбелу.



6. Структурная, ионная - смена заряда част. киходу или неоднородн. включение (самая медленная)

7. Спонтанная: поляризу. в мотке. ионную домен. стукуют.



Сред. токовое ϵ и мин. характ. время ϵ_0

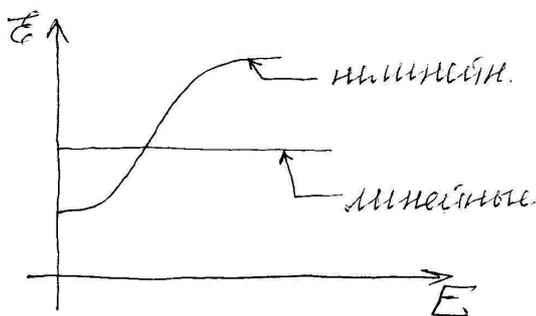
от напряже E .

8. Резонансная - ошнт. частоту, собств. част. кот. совпад. с част. внеш. э/п.

Лекция №9

01.11.2007

Классификация диэктр.
в связи с механизмом поляризу.



- 1) Нейтральные (неполяри.) - имеют одну тип поляризу. - электрост. (поляризон, полярность)
 $\epsilon < 2,0$
- 2) Полярные - крист. электр. поляризу. дипольная поляризу. (эпоксидная смола) $\epsilon \sim 10$
- 3) Ионные соедин. - электр. + электр.-релакс.
ионный + ионно-релакс.
 - а) электр. и ионная (кварт. урик. ион. кварц, корунд (Al_2O_3))
 - б) 4 типа поляризу. (неорг. стекла)
 $\epsilon = 4 \div 100$
- 4) Сегнетоэлектрики (характ. полар. спонтанная) (сегнетовая соль, $BaTiO_3$, сегнетокерамика)
- 5) Пьезоэлектрики - поляризу. под действием механич. напряж. (кварц)

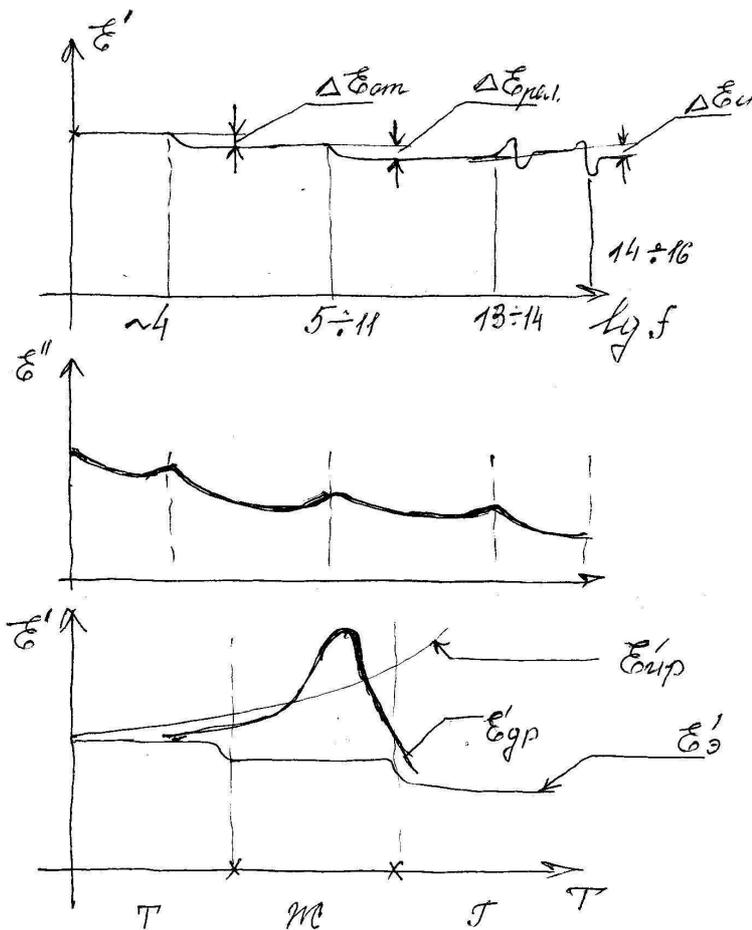
б) Зектметр - б-ва кем. гуим. времея сокр.
~~от~~ своо померу. нели етине о/н.

Задание. гуаитр. времея.
ом млтмером и эаотомея

TKE (TKC);

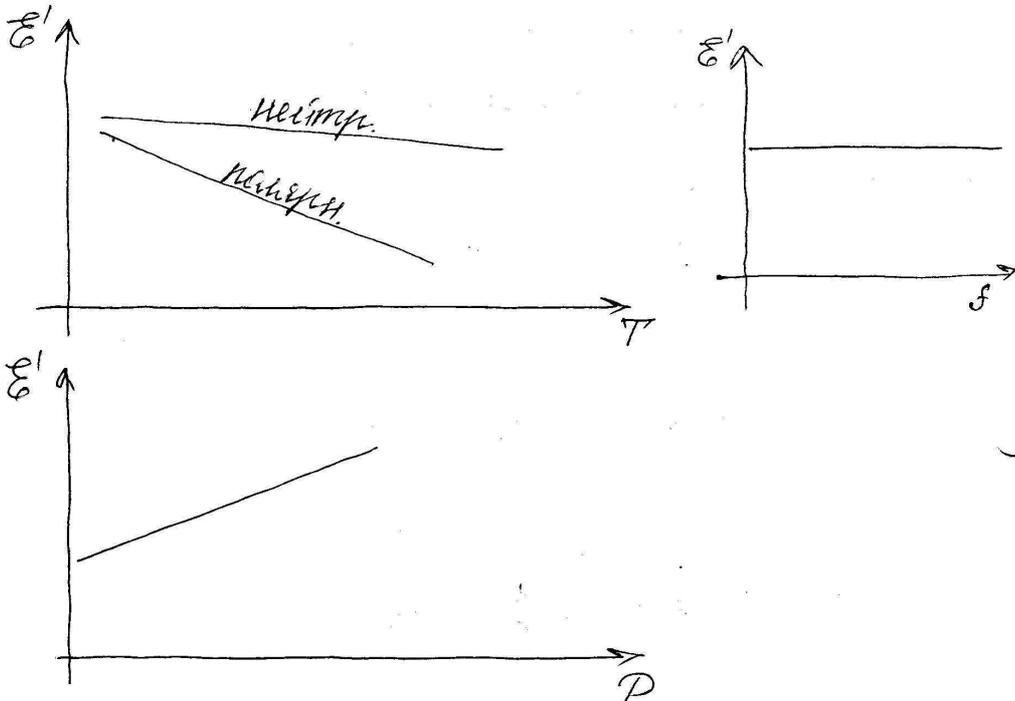
$$TKE = \frac{\frac{dE}{dE}}{E}, \text{ } \% \text{e}$$

$$f_{KE} = \frac{dE/ds}{E}, \text{ } \frac{1}{\text{мг}}$$



Физическая теория

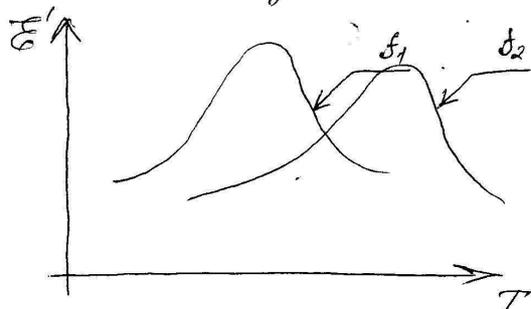
$\epsilon \sim 1,0008 \div 1,004$



Физическая теория полярных диэлектриков

Нейтр. поляр. диэл. в диэлектрике не имеют и зарядов. Ведут себя так же как нейтральные молекулы.

Полярные полярные диэлектрики: обычно при воздействии внешнего электр. поля. вращаются. (вращение зат. м/у. равнов. поле. электр. вращением вл. фактора)

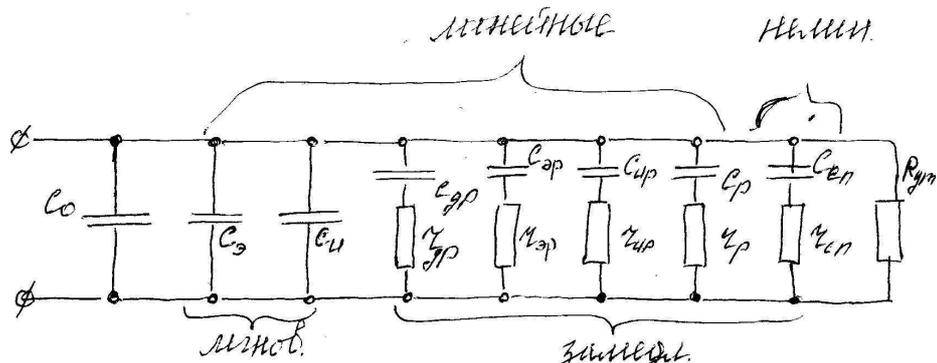


$\delta_2 > \delta_1$

В/п твердые диэлектрики

Нейтрон. тв. диэл. ведут себя, также как нейтрон. тв. или нейтрон. газы

Полариз. тв. диэл. ведут себя, также как полариз. жидкости.



C_0 - при кот. диэлектрик отстает.

Физическая природа

$$I_c = j\omega \epsilon C_0 u;$$

$$I_a \neq; \epsilon \tan \delta = \frac{I_a}{I_c};$$

$$I_a = \omega \epsilon C_0 \tan \delta u;$$

$$I_{\Sigma} = I_a + I_c = \omega \epsilon C_0 \tan \delta u \quad /s$$

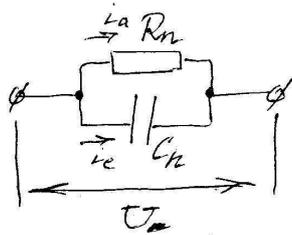
$$\begin{aligned} \text{Плотн. тока} \quad J_{\Sigma} &= \frac{\omega \epsilon \frac{\epsilon_0 s}{d} \tan \delta \cdot E d}{s} + \frac{j\omega \epsilon \cdot \frac{\epsilon_0 s}{d} E d}{s} = \\ &= \underbrace{\omega \epsilon_0 \epsilon \tan \delta E}_{\sigma_2} + \underbrace{j\omega \epsilon_0 \epsilon E}_{\sigma_1} \end{aligned}$$

Плотн. ток. проп. анем. любые след. зон. в в-ве проп. во времени до момента уст и анем. полариз. сост. опред. полар. ток и темп анем.

$$D = \epsilon - \epsilon_0 E;$$

$$\gamma_{\text{ли}} = \frac{dR}{dt} = \frac{dD}{dt} + \epsilon_0 \frac{dE}{dt};$$

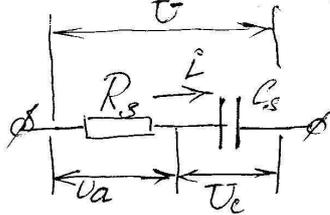
Почему ток не зависит от частоты? Как это связано с емкостью и индуктивностью?



Почему в цепи, в которой нет индуктивности (RLC)?

$$\text{tg } \delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{U/R_n}{U/\omega C_n} = \frac{1}{R_n \omega C_n} \rightarrow R_n = \frac{1}{\text{tg } \delta \omega C_n}$$

$$P_a = U \cdot I_a = U \frac{U}{R_n} = \frac{U^2}{R_n} = U^2 \omega C_n \text{tg } \delta;$$



$$\text{tg } \delta = \frac{U_a}{U_e} = \frac{I R_s}{I \frac{1}{\omega C_s}} = R_s \omega C_s;$$

$$P_a = U_a \cdot I = I^2 R_s = \frac{U^2 R_s}{\sqrt{R_s^2 + (\frac{1}{\omega C_s})^2}} = \frac{U^2 R_s}{R_s^2 + (\frac{1}{\omega C_s})^2} =$$

$$= \frac{U^2 R_s}{(\frac{1}{\omega C_s})^2 [1 + \frac{R_s^2}{(\omega C_s)^2}]} = \frac{U^2 \omega C_s \text{tg } \delta}{1 + \text{tg}^2 \delta} \approx U^2 \omega C_s \text{tg } \delta;$$

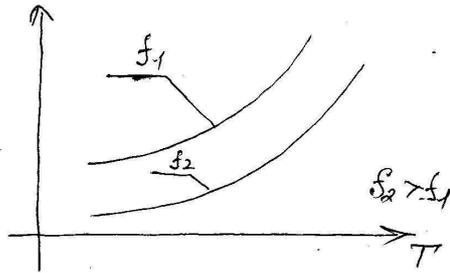
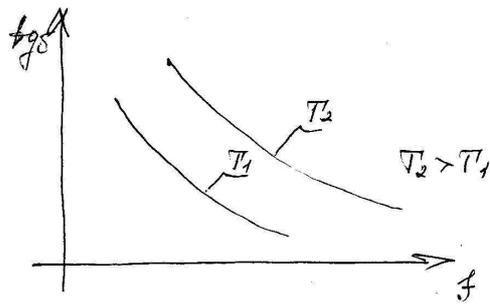
$\text{tg } \delta = 0,0002$

Разноблизности качества цепи

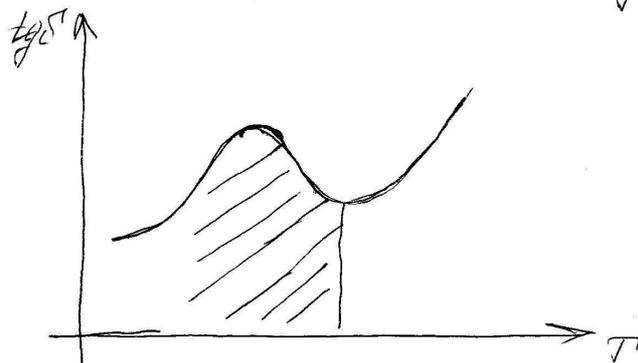
(Почему в цепи качества):

1) Потери в проводнике $\sigma = \frac{\epsilon \delta \text{tg } \delta}{1,8 \cdot 10^{12}} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$

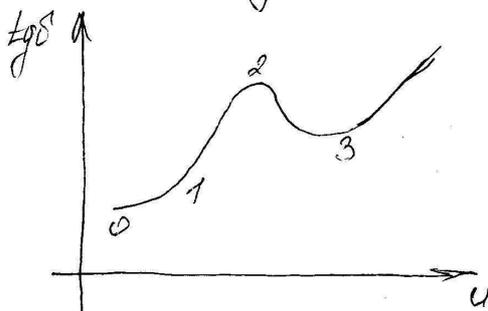
$$\sigma = A e^{-\delta r}$$



2) Релаксацион. потери : связ. с пот. на переход
 от одного, или сразу при смене диэлектрика.



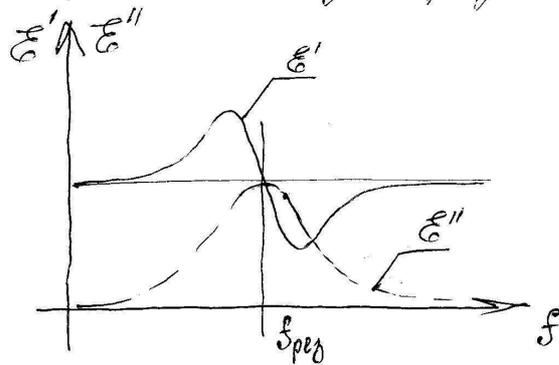
3) Иониз. потери в диэлект. - след. наличия
 незоб. зарядов в тв. диэлектре.



$$\frac{\Delta \text{tg}\delta}{\Delta U}$$

~~или более~~

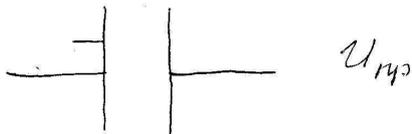
4) Резонансные - связь с резонан. типом колеб.



Лекция N 90

15.11.2007

Тробои диэлектриков.



Тробои можети бити обратимими и необрат. (обратим. только жидких и газях)

$$E_{тр} = \frac{U_{тр}}{d};$$

Тробои изобразных диэлектри.

Тробои в изобразн. диэлектри. дѣл. мид. удружн. потни и фотто потни. В воздухе сд. 10^3 Кл/м^3

$$W_{мид.} = q \cdot E \cdot \lambda; \\ \text{и мид.}$$

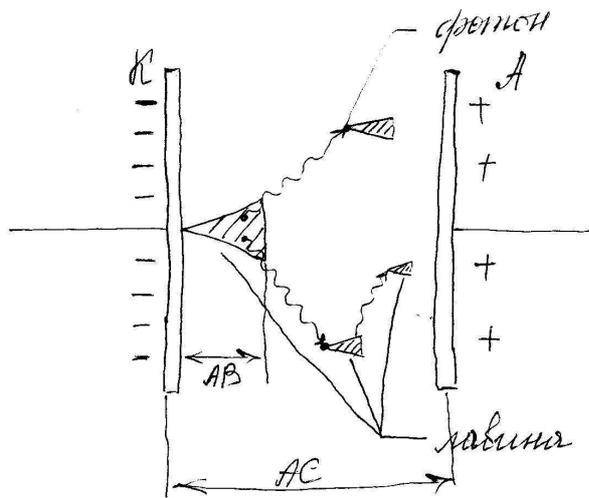
$W_{мид.}$ - потнието на свободн. тробене.

$$U_{мид.} = \frac{W_{мид.}}{q}$$

$$U_{мид.} \approx 4 \div 25 \text{ В}$$

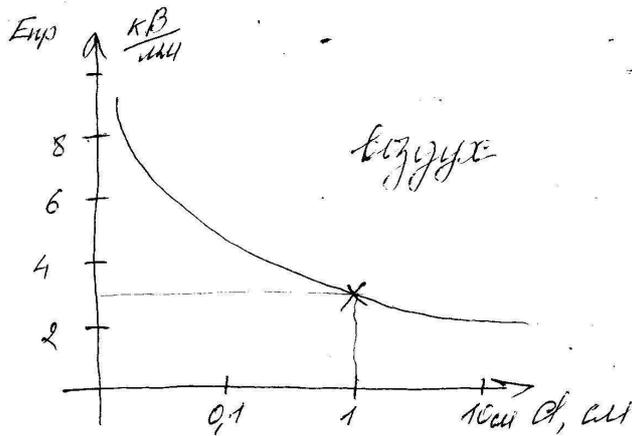
$$v = 600 \text{ км/с}, \text{ где } u = [\text{В}], \text{ а } v = [\text{км/сек}]$$

$$1000 \text{ км/сек}$$



Фотон $3 \cdot 10^{16} / \text{сек}$

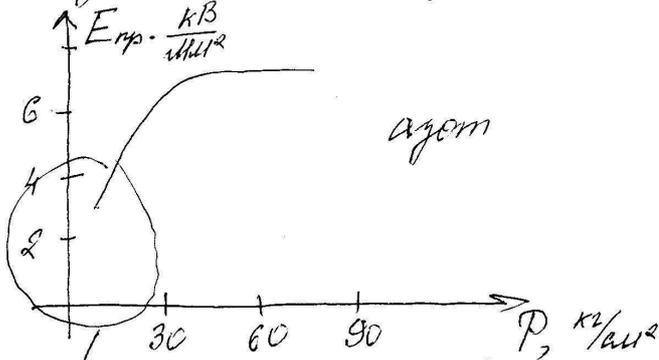
При приложении напр. между электр. и при его увелич.
 до опред. величины напы. образ. лавины наибольш.
 вероятн. их образ. у катода (с катода стекают электр.)
 * лавина мед. ударной иониз., но при соудар. иониз.
 с нейтрал. молек. газа может произ. не ед. иониз.,
 а возбуждение в мед. момент. такая молек. возбуж.
 в исходное сост. при этом излуч. фотон, кот. может
 быть поглос. др. молекулой и кот. при этом иониз.
 Это ведет к э. самообъявлению разв. канала
 - посыл. пробоя. Наибольш. разв. лавинный канал
 у анода. При дост. конц. ион. 10^{16} степенн. числах
 очень интенс. фотопомощь. образ. иониз. лавин. др. иониз.
 иониз. в иониз. по ветв. e^- если он движется
 к аноду, на катоде образ. т.н. катодное
 пятно при этом вылив из к. электр. процесса
 пробоя.



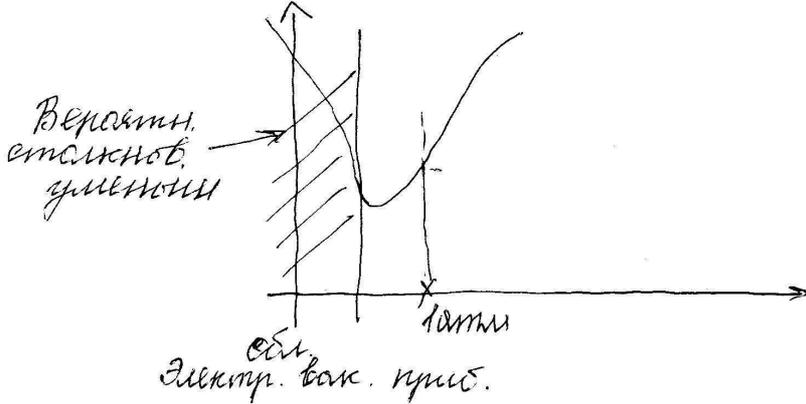
$t = 20^{\circ}\text{C}$
 $\rho = 760 \text{ мм рт.ст.}$

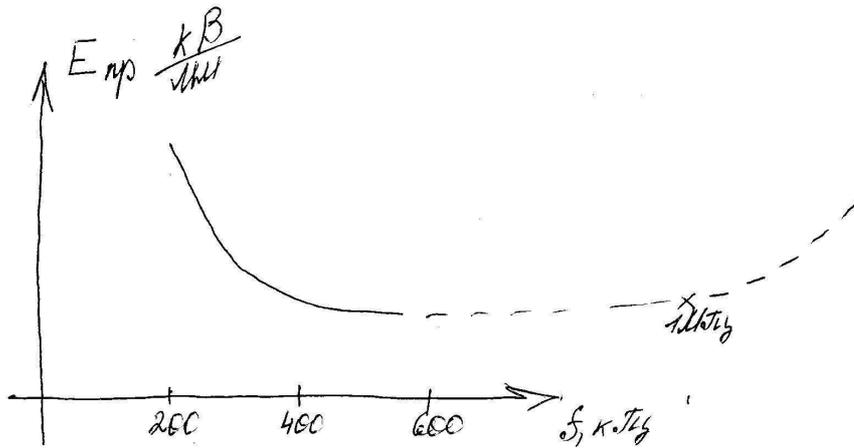
$d_2 = 1 \text{ см}; E_{\text{exp}} = 3,2 \frac{\text{кВ}}{\text{мм}}$

Рост при малых знач. толщин (d) особенно интенсивен, когда d соизм. с длин. свч. пробки.



Увл. связано с уменьш. длины свч. пробки.





В диапазоне 150 ÷ 400 кГц резко падает электр. поле это падение связ. с ионно-электр. полем суетками плотности частиц.

Рост связ. с трудн. газ. пробой за очень короткое время полупериода колебания.

Лекция №11

22.11.2007.

Пробой твердых диэлектриков.

Пробой твердых диэлектрик. в значит. степ. от чистоты.

- 1) Загрязнен. твердые диэлектрик. (содержат механ. ^{механ.} загрязнения, следы воды, раст. газ)
 - 2) Технически чистые (механ. загр. нет, отфильтр. нет следов воды)
 - 3) Особо чистые твердые (дегазированы)
- Пробой загрязнен.

Справедлива тепловая теория пробоя

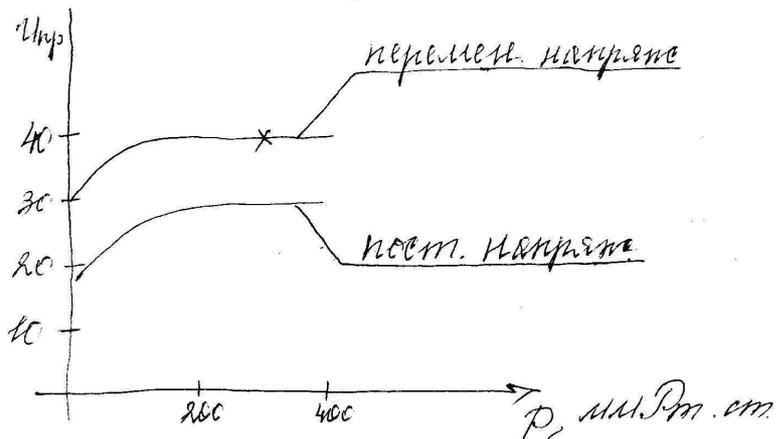
В загрязн. пробой при прил. вкл. вл. в образ. цинки аналогич. тем, как обр. при нагр. В металлах наибольшее количество примесей электр. проб. выше

ток больше как-то был, темпа больше
 электр. прочн. очень низкая и неспред. при
 тепловой пробое в рез. конвекции электр.
 прочн. может восстанови.

Пробой технич. жидкой диэлектрик.

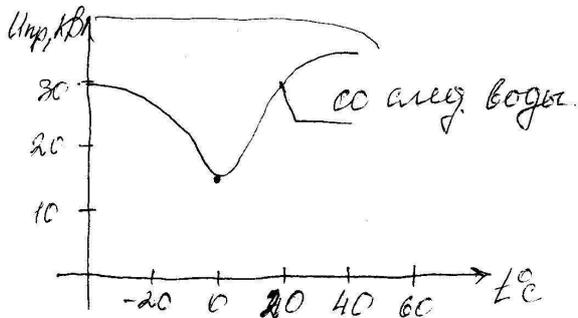
жидкости.

Справедливой иониз. теор. пробоя, составив. в аэро.
 начальной стад. иониз. идет выключенной, как следует.
 возраст локальн. напряж. э/а, детонит. возмущением
 еще большие иониз. и т.д.



Трансформ. масло.

Пробой частично ионизованной жидкостью.
 Справедливой жидкой электр. теория пробоя:



Трансф. масло со след. воды

в твердых диэлектриках так же как и в жидких и газообразных (в неоднородных материалах)

Пробой твердых диэлектриков.

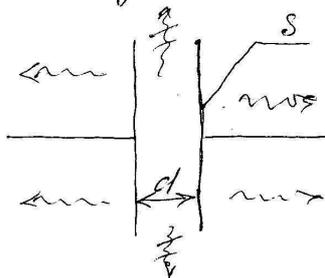
Различия: электрич., тепловой, электрохимические.

Энергия 250 кВ/мм
 10^3 кВ/мм
 $10^{-7} \dots 10^{-8}$

В тверд. диэлектрике электр. пробой происходит в 2 стад. (при наст. напряж. или при наст. напряж. вост.)
 1) Наблюдается электрич. пробой на поверхности диэлектрика. Св-ва (материал, т.е. т.е.)

2) Разрушение. (необратимо)

Тепловой пробой: имеет место в том случае, когда конв. выж. тепла в ср. внешней среде больше того кол-ва тепла, кот. отводится от диэлектрика в окр. среду.



P_a - кол-во тепла

$$P_a = u^2 \omega \epsilon \cdot \text{tg} \delta$$

$$\text{tg} \delta = \text{tg} \delta_0 \exp\{\alpha(t - t_0)\};$$

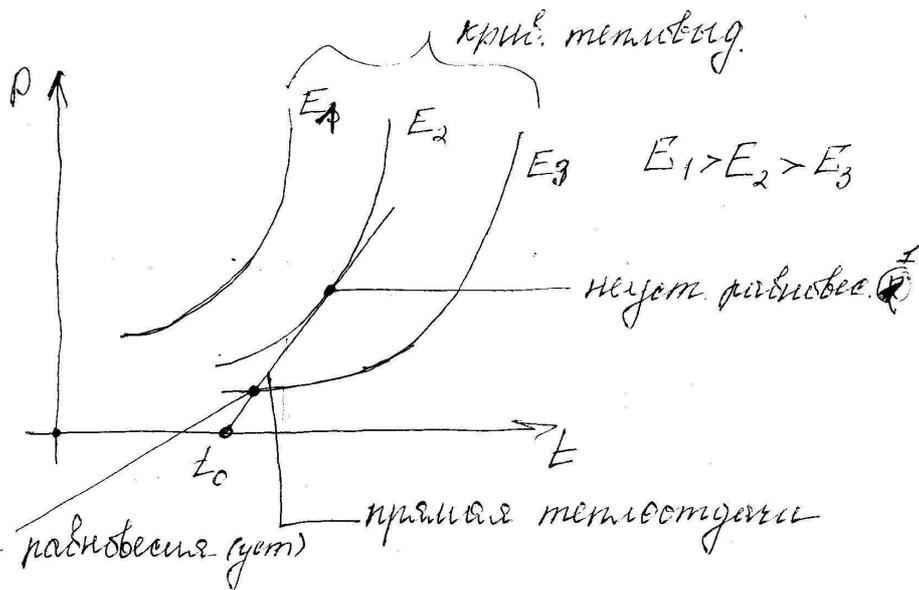
$$\omega = 2\pi f; \epsilon_0; \epsilon; d;$$

$$P_a = \frac{u^2 f \epsilon \text{tg} \delta_0 \exp\{\alpha(t - t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10}}$$

P_t - мощность отвод.

$$P_t = 2 \lambda S (t - t_0),$$

t_0 - темп. окр. среды
 t - темп. диэлектрика
 λ - эффект. coeff. теплоотвод. тепла от диэлектрика в окр. среду.



2) точка равновесия (уст)

точка 1: $P_a = P_t$;

точка 2: $\frac{\partial P_a}{\partial t} = \frac{\partial P_t}{\partial t}$;

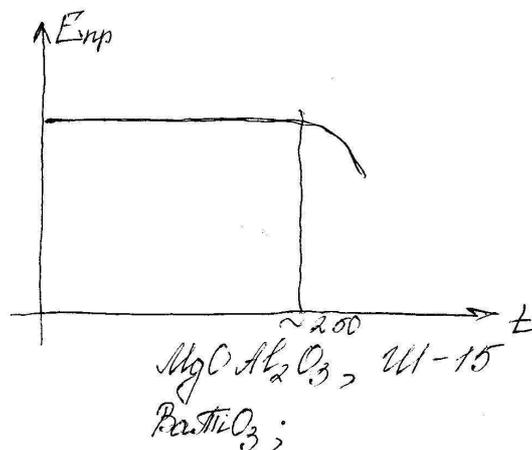
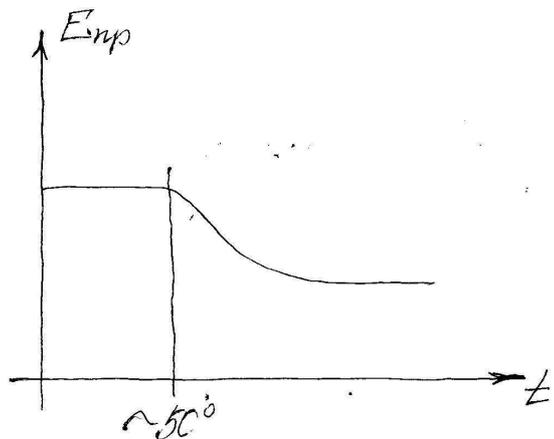
$$\begin{cases} 1) \frac{u^2 \delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10} d} = 2\lambda \cdot s(t-t_0) \\ 2) \frac{u^2 \alpha \delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}{1,8 \cdot 10^{10} d} = 2\lambda \cdot s \end{cases}$$

$$\frac{1}{\alpha} = t - t_0 ;$$

Решая относительно u , найдем:

$$\begin{aligned} u_{пр} &= K \sqrt{\frac{2\lambda s(t-t_0) d}{\delta \epsilon s t g \delta_0 \exp\{\alpha(t-t_0)\}}} = \\ &= K \sqrt{\frac{\lambda d}{\delta \epsilon \alpha t g \delta_0}} \\ K &= 1,15 \cdot 10^5 \end{aligned}$$

При темповом пробое $u_{пр}$ или $E_{пр}$ зависят не только от качества диэлектрика, а очень сильно зав. от угла искрообразования.



Электрохимическая теория: имеет место в том случае, если в диэлектр. раздв. электролит. процессы, котт ведут к старению.

Углубле колебание крист. структур.

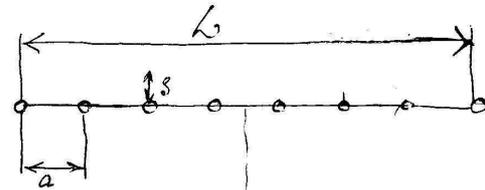
В крист. структур. при темп. отливки с^ок отливки налив. в колеб. д^обате отн. положение равновесия.

N-конц. част. $N \sim 10^{23} \text{ 1/м}^3$;

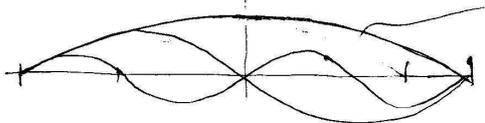
$$F = N \dot{s}$$

Число уроби. $3N$, Третьей поуход. в нивот. время не разр.

При рассмотр. колеб. в крист. ^{структ} подгоду с точки зрения коллективных колебаний



$s \ll a$ - малый приближе.



$$\lambda_{\max} = 2L$$

$$\lambda_{\min} = 2a;$$

$$\omega_{\max} = 2\pi \frac{c}{\lambda_{\min}} = 2\pi \frac{c}{2a} = \pi \frac{c}{a}$$

$$\omega_{\min} = 2\pi \frac{c}{\lambda_{\max}} = \pi \frac{c}{L}$$

c - скорость распространения.

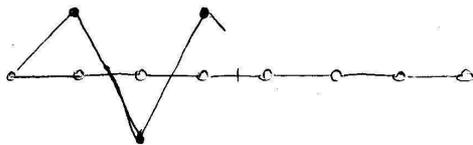
Лекция №13

29.11.07.

$$F = -f_{\text{упр}} \cdot s;$$

$$N = 10^{23} \text{ 1/м}^3;$$

c - скорость - величина ватт в кристале.



Медь $c = 3550 \text{ м/сек}$; $a = 3,6 \times 10^{-10} \text{ м}$

$$\omega_{\max} = 3 \times 10^{13} \text{ 1/сек}$$

$$\lambda = \frac{c}{f};$$

Волновой вектор $|k| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$; - направл. по направл. распространения

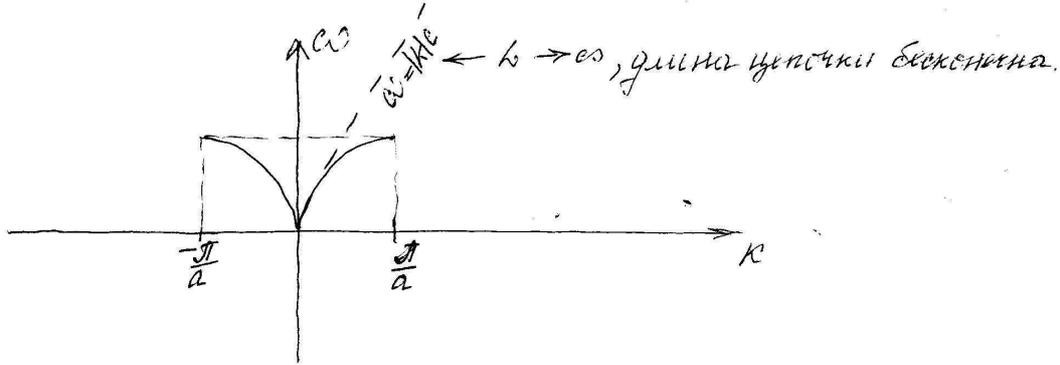
упругих колебаний

$\omega = f(k)$ - дисперсион. кривая

Для рассмотр. волны (одногуд. волн. пакет)

распрод. вдоль линии) задано $\omega(k)$ волн. мед. отр.:

$$\omega = 2\eta \sqrt{\frac{f_{\text{гир}}}{M_1}} \sin \frac{\alpha k}{2};$$



Область збук колеб:

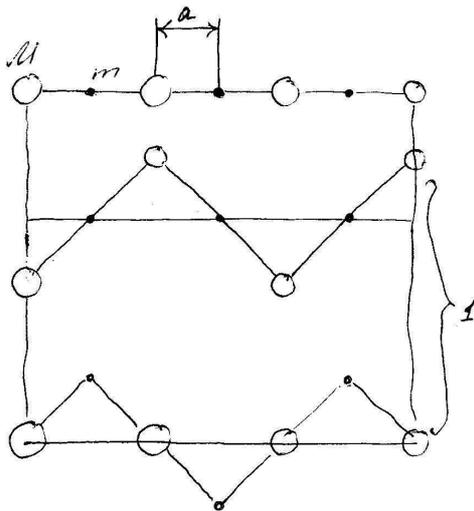
$$f_{\min} = 10^3 \text{Гц} \quad \omega_{\min} = 6 \times 10^8 \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \quad \lambda_{\max} = 10 \text{ м}$$

$$f_{\max} = 10^4 \text{Гц} \quad \omega_{\max} = 6 \times 10^4 \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \quad \lambda_{\min} = 10^{-1} \text{ м}$$

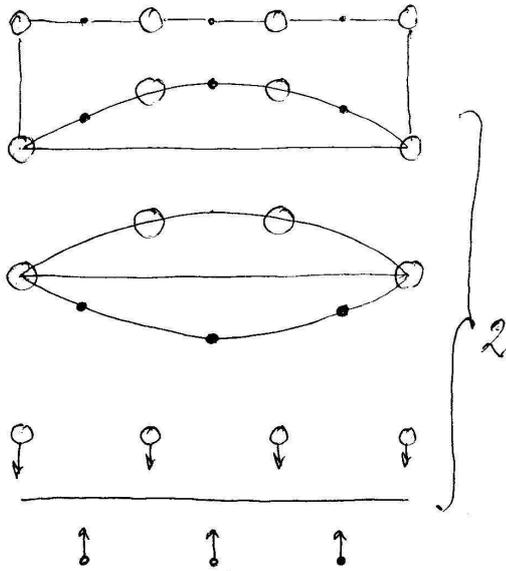
$$\kappa_{\max} = \frac{2\pi}{10^{-1}} = 20\pi, \text{ - колеб. збук.}$$

$$\kappa_{\max} = \frac{2\pi}{2a} = \frac{\pi}{a} = \frac{\pi}{10} \cdot 10^{10} \text{ - колеб. решетки}$$

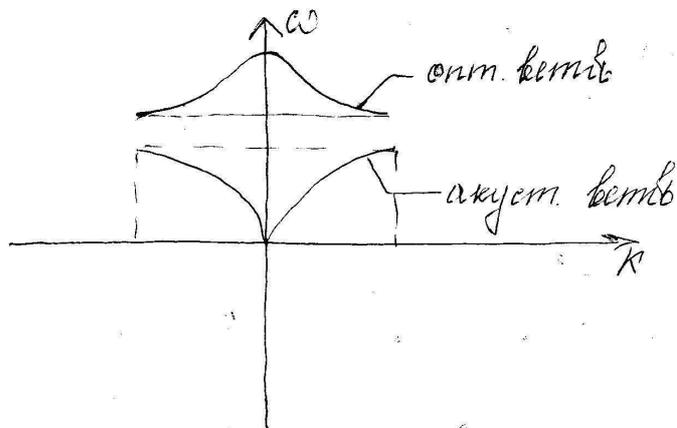
Как видно из этих расчетов весь спектр збук колеб земной цепи очень малый. часть общего спектра колеб решетки.



В этой цепи. возм. ятина норм. колеб. имеет периодичность в 1-й цепи как видно из рис. точки теснейшие а ближе ост. на месте, или наоборот.



$$\omega^2 = \frac{1}{2} \frac{\text{шун}}{\left(\frac{2mM}{M+m}\right)} \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{2mM}{m+M}\right)^2 \sin^2 \frac{ak}{2}} \right);$$



Одной грани волны соответствует 2 частоты:
 акустич. ветвь включает в себя акуст. частоты.
 Оптич. ветвь выше част. оптич. грани свет-звук.

Кривая с безмассой

....., имеет место 2-е ветви.

В ширине крист. крист. структура (решетка Брэгге), которая не являясь кристаллом. там (обобщ. задача). В ширине крист., где в атомной решетке "2"-атомов возникает 3 акустических ветви и 3(2-1) оптических.

Распределение нормальных колебаний по частотам (решетка Брэгге - крист. реш.)

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}, \text{ где } n=1, 2, 3, \dots, N$$

$$z = n = \frac{2L}{\lambda_n} - \text{число норм. колеб. длин волн } \lambda \geq \lambda_n, \text{ (строго волн. где + целыми)}$$

$$z = \left(\frac{2L}{\lambda_n}\right)^3 = \frac{8V}{\lambda_n^3} \quad (V - \text{объем, } V=L^3)$$

$$\text{Более строгое выражение: } z = 4\pi \frac{V}{\lambda_n^3}$$

$$\lambda_n = \frac{2\pi c}{\omega_n};$$

$$z = \frac{V \cdot \omega_n^3}{2\pi^2 c^3}$$

Если возьмем произв. $\frac{dz}{d\omega}$ - получим плотность состояний:

$$\frac{dz}{d\omega} = g(\omega)$$

$$dz = g(\omega) d\omega = \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega;$$

$g(\omega)$ - определяет плотность заполнения спектральной группы $d\omega$.

Для решетки Брэгге весь спектр норм. колеб. вмещает в себя 3N колеб.

$$\int_0^{\omega_{\max}} g(\omega) d\omega = 3N;$$

$$\int_0^{\omega_{\max}} \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 d\omega = \omega_{\max}^3 \frac{V}{2\pi^2 c^3} = 3N;$$

$\omega_{\text{факт}} = \omega_{\text{ф}} - \text{действительная частота.}$

$$\omega_{\text{ф}} = \left(\frac{3N}{V} \cdot 2\pi^2 c^3 \right)^{1/3}, (*)$$

$$\Theta = \frac{\hbar \omega_{\text{ф}}}{k} - \text{характер. температура ф. Фейба.}$$

$k - \text{постоян. Больцмана.}$

Если из формулы (*) c^3 подставить в формулу

$$\left[g(\omega) = gN \frac{\omega^2}{\omega_{\text{ф}}^3} \right]$$

Ряд квантовых состояний для тверд. может быть полу. зумми. равнов. прот. процессов происходящих фактически - фактически.

зависит при отпус. эквив. зумми. так напр. норм. колеб. - колеб. совокупн. зумми. в крист. зумми. колеб. осциллят. - колеб. зумми. кот

колеблется относ. посто. равновесия, для эквив. зумми. несл. зумми. осциллятора равны для норм. колеб. атомов и внут. зумми. и частота колеб. осцил. равна частоте зумми. и зумми. норм.

колеб. допуск, что зумми. осциллят. так же как и зумми. норм. колеб. квант., т.е. может принимать всевозм. значения

$$W_{\text{кв}} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, n = 0, 1, 2, \dots$$

Миним. порция $\hbar \omega$ - фотон - квант энергии.

Совокуп. фотонов опред. поле эрм. излуч., а совокуп. фотонов - поле упруг. колеб. в кристале.

Фотон - это бозе - частица и фотонный газ излуч. функциями распрод. бозе - Эйнштейна.

Лекция №4

06.12.2007

13.12 17.12
10.00 12.00
раньше

$\Delta W = \hbar \omega$ - миним. квант энергии.
фотон.

56

Предст. т.о. энергии осцил. м.о. м.о. м.о.
зависит о поле фотонов. фотон - бозе - газ

- Феномен из явл. вынужд. коллективов и подлин. расст.
 - Бозе - Эйнштейна.

$$f_{B-E}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1};$$

Энергия кристалла: $W_{кр}$

$$\langle W \rangle \cdot g(\omega) d\omega$$

$$W_{кр} = \int_0^{\omega_2} \langle W \rangle g(\omega) d\omega = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1};$$

$$x = \frac{\hbar\omega}{kT}, \quad k - \text{пост. Больцмана.}$$

Интервал выделен для двух случаев:

1. Область высоких темп. $T > \Theta \Rightarrow x - \text{мало}$

$$e^x - 1 \approx 1 + x;$$

$$W_{кр} = 9Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} x^2 dx = 3NkT; \quad (1)$$

$$\text{Темплоемкость } C_V = \frac{dW_{кр}}{dT} = 3Nk;$$

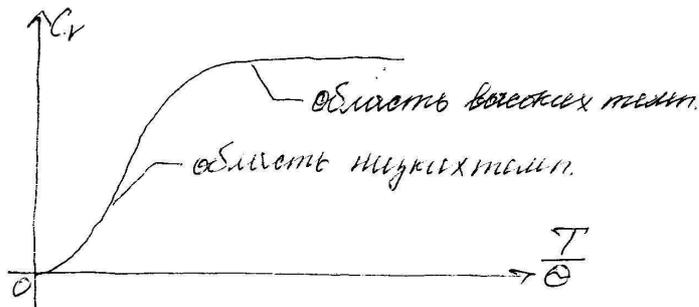
Из формул (1) в области высок. Т энергия крист. растет линейно с убав. Т, а теплоемк. равна 3Nk

2. Область низких темп.

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15};$$

$$W_{кр} = \frac{3\pi^4}{5} Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4$$

$$C_V = \frac{12}{5} \pi^4 Nk \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3$$



В области низких температур с ростом температур
 заметно роста энергии норм. освещ. растет
 их количество они постепенно с ростом T они
 норм. освещ. поэтому энергия растет $\sim T^4$
 при высок. темп. все освещ. фотоны энергии
 убавит лишь за счет убавит энергии освещ. и
 энергия растет пропорцион. T .

Эта теория хорошо подтвержд. эксперим. если
 крист. отн. к крист. Брэгга (направление ячейку)
 в более слотен. случ. надо учесть оптич. эффект
 и ее вклад в результат.

Диффузия.

Диффузия - перемещ. веществ. в направ. убыв. их
 концентрации.

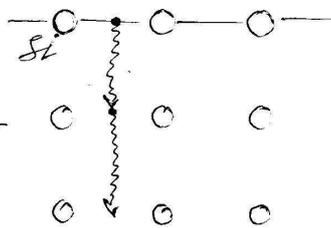
дрейфов. $i_{др} \leftrightarrow E$ (движ. сила. (разность потенциалов))
 диффузия. $i_{диф} \leftrightarrow \frac{dN}{dx}$ (наличие перепада конц.)

Скорость диффузии $1 \mu\text{м}/\text{час}$

0,3 - 30мк Li

$R(Li) \leftarrow R(Si)$
 примесь
 внедренная.

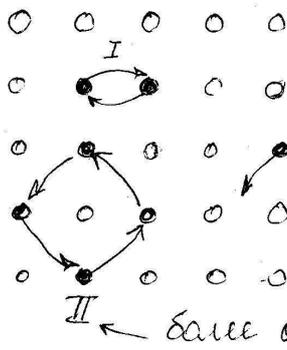
Только испан. примесь земли. можно использовать стабильные П/П приборы и др.



Механизмы диффузии.

$$T_{Полана} \geq \frac{1}{2} T_m \text{ } ^\circ K$$

При высоких температур энергии катод. системы может достигать критичная энергия активации, т.е. такой энергии как будет дост. для перескока атома из узла кр/стр. в междоузлие.



При темп. выше темп. Полана имеет место перемещ. частиц кристалла. Дефекты крист. структ. особенно дислок. (в дислок. концы. вакансии линия) играют в большую роль в диффузии. Мех/изм дифф. по междоузлиям и вакансиям. Больш. разуб. Френкелла.

$$n_{ФФ} = \sqrt{NM} e^{-\frac{\Delta W_{ФФ}}{2kT}}$$

- $n_{Ф}$ - конц. дефект. по Френкелло
- N - конц. атом. (конц. атомов в узлах)
- M - конц. междоузлий

$\Delta W_{ФФ}$ - энергия необход. чтобы атом. перешел в междоузлие.

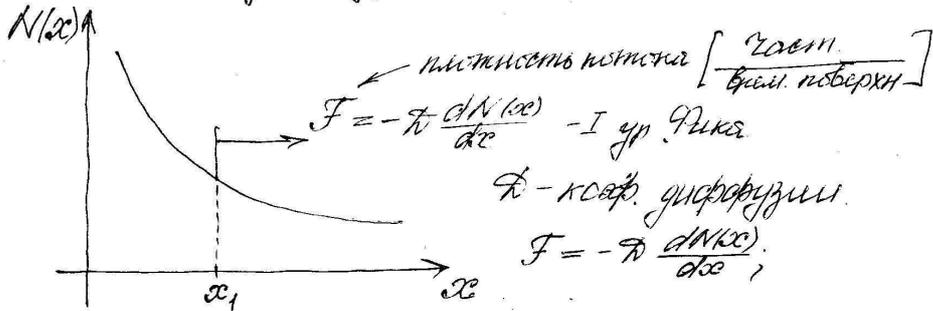
Дефекты по Шоттки:



$$N_{\text{акт}} = N \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{kT}}$$

$\Delta W_{\text{акт}}$ - энергия образования вакансии.

Продвижение диффузии.



- D { - Плотность потока при заданном градиенте конц.
 - Коэф. диффузии или средней скорости в кон. элемент, способная выровнять разность конц.

$$F (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} = -D (\text{см}^2/\text{с}) \frac{dN (\text{см}^{-3})}{dx (\text{см})}$$

Скорость диффуз. завис от диффузионного; от матер-ла кот. проб. диффуз.; от температуры.

Атомистич. метод опред. диффуз.

(*) $\tau = \tau_0 e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{kT}}$ - время в течение которого частица находится в уст. сост.
 $\tau_0 \approx 10^{-13}$ сек - пост. равн. периоду колеб.

(состав) в узлах решетки.

$$\Delta W_{\text{акт}} = \Delta W_0 - \gamma T - \text{с увел. темп. энергии актив. уменьш.}$$

$$v = \frac{\delta}{\tau}, \quad \delta - \text{расст. между соседн. уст. сост.}$$

В МКТ имеет $D = \frac{1}{3} \cdot v \cdot l = \frac{1}{3} \frac{l^2}{\tau}$; l - длина свободн. пробега.

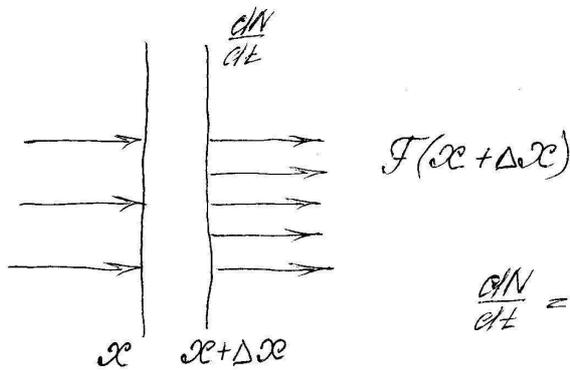
(**) $D = \alpha \frac{a^2}{\tau}$; - по аналогии с коэф. диффузии в ште (α - завис от сост. решетки)

при интегрировании при дифференцировании для центра
 $\alpha = \frac{1}{12}$, для центра центра $\frac{1}{24}$, при вакуумной
 механике $\alpha = \frac{1}{8}$.

(*) \rightarrow (**)

$\sigma = \alpha \frac{\sigma^0}{E_0} e^{\Delta W_{\text{вм}} / \Delta T}$ как видно из формулы конф.
 дифференциальное изменение от малых

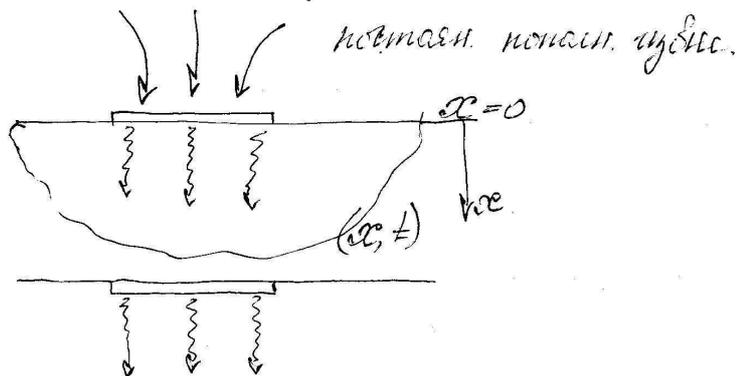
$\Delta W_{\text{вм}} = 4 \sim 5 \text{ эВ}$



$$\frac{dN}{dx} = \frac{F(x) - F(x + \Delta x)}{\Delta x} = - \frac{\partial F(x)}{\partial x}$$

$$\frac{dN}{dx} = - \frac{\partial F(x)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 N(x)}{\partial x^2} \text{ по уравн. Лава}$$

Диффузия из бесконечного (полн) нет. кристалла
в полупровод. пластину



Лекция №15

13.12.2007.

Под бескон. нет. будет полная нет. обмен. такое
 нет. если количество примесей ускор. из
 поверхности. мая п/п в его объеме равно кол-ву

61

принимая поэт. в приповерхностн. слое.

$$N(x, 0) = 0 \text{ при } x > 0; t = 0;$$

$$N(0, t) = N_s \text{ при } x = 0, t \geq 0;$$

$$N(x, t) = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty, t \geq 0$$

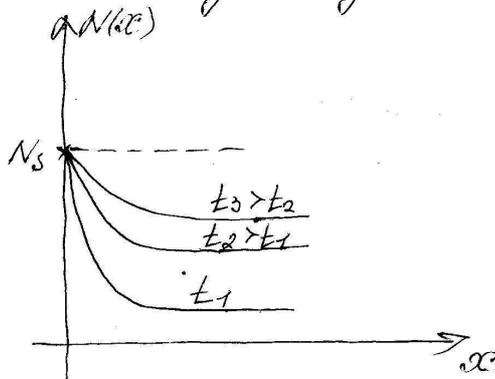
x - расстояние от поверхн. н/к или подложки
 $x=0$ - координ. поверхн., N_s - приповерхн. конц.

принимая поддурт. поэт. и в течении всего
 процесса; $N(x, t)$ - конц. диффузно. прим. на любой
 глубине в любой момент време.

Решая II-уровн. Фико при этих начальных и гранич.
 условиях получ.

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_0 t}}\right); (*)$$

erfc - симбат снач. функц. снач. до единицы.



При переходе к возобновл. диффузии через нест.
 материал параметр:

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_0 t + D_2 t_2}}\right);$$

Из формул (*) следует, что концентр. прим. близ
 к приповерхн. конц. N_s , коэф. диф. D_0 и време. t .

Плотность потока кристаллов через
поверхность $x=0$:

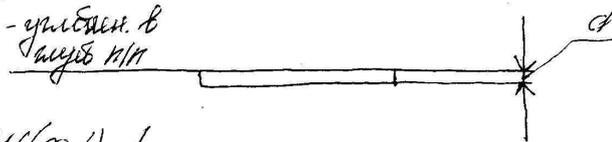
$$F(t) = -D \frac{\partial N}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{DN_0}{\sqrt{4Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} = N_0 \sqrt{\frac{D}{4t}};$$

$$Q = \int_0^t F(t) dt = 2N_0 \sqrt{\frac{Dt}{\pi}};$$

Проф. из бескон. вет. начальн. для полу-област. Эмиттера.

Проф. из конечн. вет. (супер)
источника

- 1) Заноски.
- 2) Возгонка - ушибан. в
шагъ или

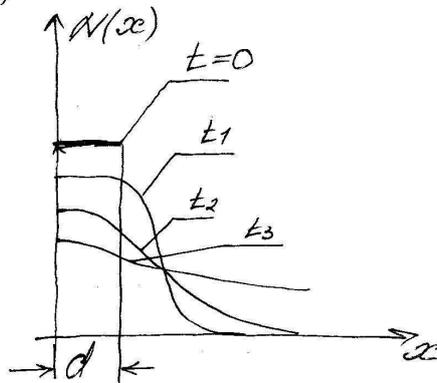


градиент $\frac{\partial N(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0$, при $t \geq 0$ посылается нет.

Начальн. условие: $N(x,0) = \begin{cases} N_0; & 0 \leq x \leq d \\ 0; & x > d \end{cases}$

Решая Дур. Фика: $N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{4Dt}} \exp\left[-\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right)^2\right];$

Проф. из конечн. вет. начальн. для полу-област. Эмиттера.
базы транзистора.



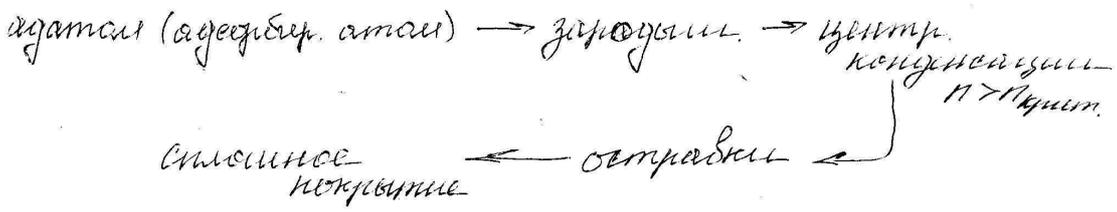
- Существ. влияние на диффуз. процессе оклад. крист. структура паучков и част. ее поведен.
- 2) при измен. темп. на един. градусеб коэф. диф. может менять. в несколько раз. поэтому обычно
 - 3) темп. в диапазон. $1000^{\circ} - 1300^{\circ}$ выдирт. с темп. 250° коэф. диф. можно выг. зам.

Физические явления в тонких пленках.

Тонкие пленки:

- 1) Очень тонкие пленки (\leq до 10 нм)
- 2) Тонкие $10 \text{ нм} < t < 1 \mu\text{м}$
- 3) Толстые $1 \mu\text{м} < t < 100 \mu\text{м}$.

Образ. и рост пленок.



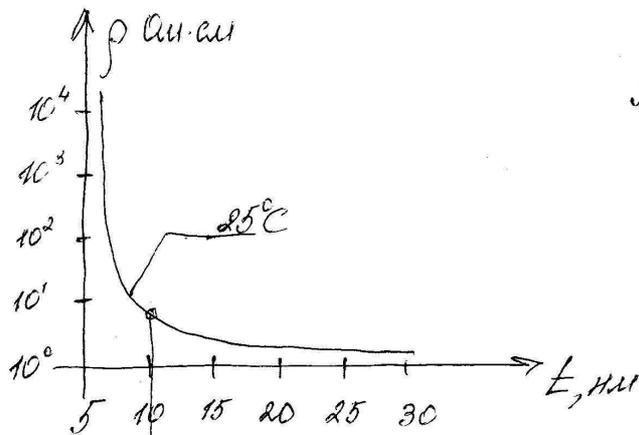
зародки назыв. миним. колич. новой фазы эквив. к самостоят. существ. и начею. в равновесии с пересыщ. жидк. фазой. Зародки являются устойчивыми образ., при $n > n_{\text{крит}}$ и наз. центрами конден.

Темп. зародки образ. и критич.

Темп. - на поверен. подложки какого-либо матер.

образ. зарод. из ~~такой~~ того же матер.

Критич. (из разн. матери. зарод. и подложки).



Пленка Ag на
стекл. подложке

перв. крит.
толщ.
(обрез стоконн.
пленки)

втор. крит.
 $\pm \sim 100$ нм
(приближе к монокрист.
матер.)

Эпитаксиальн. пленки: (эпитаксия реализуется в
порядке)

Ориент. нараст. одного крист. вещества на
монокрист. поверхности другого. Нарастание
матер. на себя в подложке адгезионно, на
иностранн. - гетероэпитаксия.

Электр. провод. пленки: (луч. 2 обыкновенная провод.
используются пленки):

- 1) Туннельный
- 2) Над барьерн. эмитация

Три типа пленки до 5 нм туннельн. Me



Три отсут.
внешн. поле

2) Три внешннн E



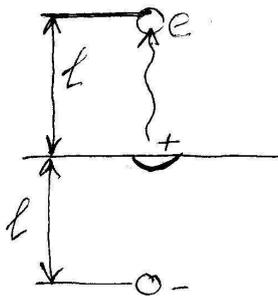
Во второй сущ. учит. земн. уровень по отправка экв. уровни до отправка.

Надбывшая эмиссия:



Плотность тока эмиссии $\delta = AT^2 e^{-\chi_m/kT}$

В этой сущ. необход. учит. силы Лоренца, отобр. и действие внешн. электр. поле

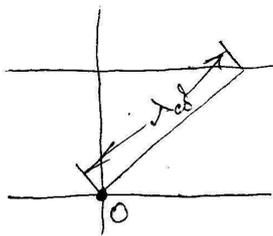


$$F = -A \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon r^2}$$

$$\delta = AT^2 e^{-\frac{\chi_m - 2(q^2 L / k \epsilon)}{kT}}$$

Сложные мет. пленки.

Размеры эффернты.



$$\chi_m \gg \chi_{gr}$$

Малая танг. пленок приводит к тому что необход. учит эффернт. длину свободн. ~~и~~ пробия т.к. поверхн. очин. л.

ВЫВОДЫ

В курсе лекций рассмотрены основные темы курса «Физические основы микроэлектроники» такие как: законы распределения электронов в Р области, в N области и в Р-N переходе. Рассмотрены полупроводниковые технологиях, которые используются в транзисторах.

Данный конспект лекций составлен на основе лекционного курса, читаемого в МГТУ им. Н.Э. Баумана на кафедре иу4 преподавателем Гавриловым В. Е. Курс лекций рекомендован к выполнению текущих аттестационных мероприятий и подготовки к экзамену по предмету «Физические основы микроэлектроники».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов. –М.: Энергоиздат, 1982. – 320 с.
2. Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. –М.: Высшая школа, 1986. –367 с
3. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. –М.: Высшая школа, 2000. – 494 с