



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени Н.Э. БАУМАНА

Учебное пособие

Методические указания для подготовки к сдаче экзамена по курсу

«Физические основы микроэлектроники»

МГТУ имени Н.Э. Баумана

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Методические указания для подготовки к сдаче экзамена по курсу

«Физические основы микроэлектроники»

Москва
МГТУ имени Н.Э. Баумана

2012

УДК 681.3.06(075.8)

ББК 32.973-018

И201

Методические указания для подготовки к сдаче экзамена по курсу

«Физические основы микроэлектроники»

М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – 15 с.: ил.

В методических указаниях рассмотрены основные этапы, их последовательность и содержание по выполнению домашних заданий по единому комплексному заданию по блоку дисциплины «Физические основы микроэлектроники».

Ил. 39. Табл. 5. Библиогр. 7 назв.

УДК 681.3.06(075.8)

АННОТАЦИЯ

В работе проводится изучение основных принципов мозгового штурма и техническое реализации различными методами. В ходе домашнего задания были проработаны принципы построения математической модели на примере схемы, эквивалентной электрической принципиальной или системы балок с жестким и свободным закреплением элементов. После построения математической модели систем можно предугадать дальнейшее ее поведение.

ANNOTATION

In this paper we study the basic principles of brainstorming and technical implementation of the various methods. In the home setting were worked out principles for building a mathematical model of the example electrical schematic of the system, or beams with rigid fixation and free items. After the construction of mathematical models of systems can predict future behavior.

8 [2] Статистика носителей в собственных полупроводниках. Понятие дырки.

Рассмотрим электронный газ в зоне проводимости. Примем за начало отсчета энергии электронов дно зоны проводимости (рис. 6.2,а). Химический потенциал электронов зоны проводимости равен:

$$\mu_n = kT \ln \left(\frac{n}{N_c} \right)$$

n – концентрация электронов в зоне проводимости.

$$N_c = 2 * \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} - \text{эффективное число состояний в зоне, приведенное к дну зоны проводимости}$$

(к $E=0$). Так как для невырожденного газа $n < N_c$, то $\mu_n < 0$. Следовательно, уровень Ферми (уровень химического потенциала) для электронов зоны проводимости должен располагаться *ниже* дна зоны, причем тем ниже, чем меньше концентрация электронов в зоне, т. е. чем более невырожденным является электронный газ. С увеличением концентрации электронов в зоне уровень Ферми непрерывно поднимается ко дну зоны. На рис. 6.2,а — г показаны положения уровня Ферми при различных степенях заполнения зоны проводимости электронами; занятые состояния в зоне выделены вертикальной штриховкой.

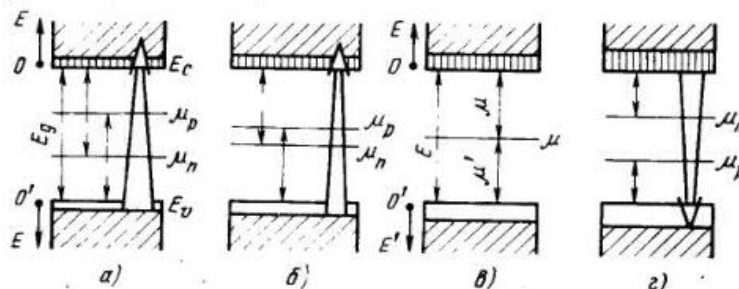


Рис. 6.2. Изменение положения уровня Ферми при установлении равновесия между электронами зоны проводимости и дырками валентной зоны:

а, б — неравновесные состояния, при которых число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне меньше равновесного; в — установление равновесия между электронами и дырками. Уровни Ферми μ_n и μ_p сливаются в один общий уровень; г — неравновесное состояние, при котором концентрация электронов и дырок выше равновесной.

Рассмотрим теперь дырочный газ в валентной зоне. За начало отсчета энергии дырок примем, как и ранее, потолок валентной зоны (рис. 6.2,а). Химический потенциал дырок равен:

$$\mu_p = kT \ln \left(\frac{p}{N_v} \right)$$

p – концентрация дырок в валентной зоне

$$N_v = 2 * \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

эффективное число незанятых состояний в валентной зоне, приведенное к ее потолку. Так как $p < N_v$, то $\mu_p < 0$ и уровень Ферми для дырок располагается *выше* потолка валентной зоны. На рис. 6.2,а—г показано изменение положения уровня Ферми для дырок по мере увеличения их концентрации в валентной зоне.

Из рис. 6.2 видно, что в общем случае уровни Ферми для электронов μ_n и для дырок μ_p могут не совпадать друг с другом. Только с установлением **равновесия** между электронами и дырками уровни μ_n и μ_p сливаются, образуя единый равновесный уровень μ . Этот случай показан на рис. 6.2,в. Рисунки 6.2,а и б соответствуют **неравновесным** состояниям, при которых концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне **ниже** равновесной. Установление равновесия происходит путем самопроизвольного перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, показанного на рисунках широкими стрелками. Рисунку 6.2,г отвечает **неравновесное** состояние, при котором концентрация электронов и дырок **выше** равновесной. В этом случае установление равновесия происходит путем перехода избыточных электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Обозначим расстояние от равновесного уровня Ферми до дна зоны проводимости через μ до потолка валентной зоны — через μ' (рис. 6.2,в). Тогда выражения $\mu_n = kT \ln \left(\frac{n}{N_c} \right)$

и $\mu_p = kT \ln \left(\frac{p}{N_v} \right)$ перепишутся следующим образом:

$$\mu = kT \ln \left(\frac{n_i}{N_c} \right)$$

$$\mu' = kT \ln \left(\frac{p_i}{N_v} \right)$$

Где n_i и p_i — соответственно равновесные концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне собственного полупроводника. Из последних двух формул следует, что

$$n_i = N_c e^{\frac{\mu}{kT}}$$

$$p_i = N_v e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

Так как μ и μ' являются величинами отрицательными, то из последних двух формул вытекает, что равновесная концентрация носителей в зоне тем ниже, чем дальше от нее отстоит равновесный уровень Ферми.

Если за нуль отсчета энергии для электронов и дырок принять дно зоны проводимости, то, как видно из рис. 6.2, в, $\mu + \mu' = -E_g$

Отсюда находим:

$$\mu' = -E_g - \mu$$

Подставив это выражение в $p_i = N_v e^{\frac{\mu'}{kT}}$, получим:

$$p_i = N_v e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Ввиду того, что в собственных полупроводниках носители возбуждаются всегда парами, имеет место следующее равенство:

$$n_i = p_i$$

Приравняв правые части выражений $n_i = N_c e^{\frac{\mu}{kT}}$ и $p_i = N_v e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$, получим:

$$N_c e^{\frac{\mu}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Отсюда находим выражение для равновесного уровня Ферми:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right)$$

Подставив в последнюю формулу $N_v = 2 * \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ и $N_c = 2 * \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$, получим:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p}{m_n} \right)$$

Видно, что при абсолютном нуле

$$\mu = -\frac{E_g}{2}$$

— равновесный уровень Ферми в собственном полупроводнике располагается *посередине запрещенной зоны*. С повышением температуры он поднимается обычно несколько вверх, так как эффективная масса дырок, как правило, больше эффективной массы электронов, располагающихся в зоне проводимости. Для большинства собственных полупроводников при обычных температурах это смещение столь мало, что им пренебрегают. Однако в таких полупроводниках, как InSb, в котором $m_p/m_n \sim 20$ и $E_g \sim 0.17$ эВ, этим смещением уже при комнатной температуре пренебрегать нельзя.

Подставив μ из последних двух формул (не при абс. 0) в $n_i = N_c e^{\frac{\mu}{kT}}$ или в $p_i = N_v e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$, получим следующее выражение для равновесной концентрации носителей в собственных полупроводниках:

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = \frac{2(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{\frac{3}{2}}}{h^2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Из нее видно, что равновесная концентрация носителей тока в собственном полупроводнике определяется шириной запрещенной зоны и температурой полупроводника. В качестве примера в табл. 6.1 приведена концентрация носителей при комнатной температуре в кремнии, германии и сером олове, имеющих один и тот же тип решетки, но различную ширину запрещенной зоны. Из данных табл. 6.1 видно, что уменьшение ширины запрещенной зоны с 1,21 до 0,08 эВ (~ в 15 раз) вызывает увеличение концентрации носителей примерно на 9 порядков.

ТАБЛИЦА 6.1

полупроводники	Si	Ge	Sn
E_g , эВ	1,21	0,72	0,08
n_i , м^{-3}	10^{15}	10^{19}	10^{24}

ТАБЛИЦА 6.2

T , °K	100°	300°	600°
n_i , м^{-3}	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{23}$

В табл. 6.2 показано изменение концентрации носителей в германии при изменении температуры. Увеличение температуры со 100 до 600° K приводит к увеличению концентрации носителей примерно на 16 порядков.

Дырка — квазичастица с положительным зарядом, равным элементарному заряду в полупроводниках. Появление в валентной зоне **вакантных мест** (незаполненных уровней) делает возможным возникновение коллективного движения электронов этой зоны под действием внешнего поля, которое удобно описывать, пользуясь понятием «дырки».

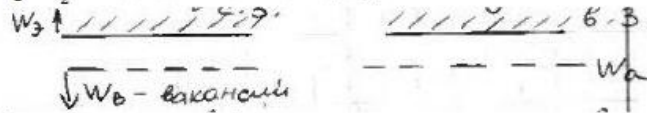
7 [2] Статистика носителей в примесных полупроводниках.

Можно рассмотреть статистику в донорном полупроводнике и перенести все результаты на статистику в акцепторных полупроводниках.

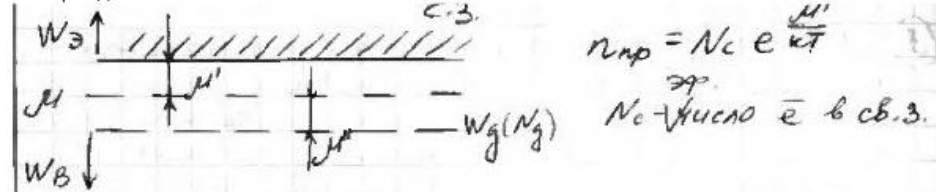
$$n_{\text{пр}} + n_i + p_i$$

При $t=0$ только $n_{\text{пр}}$

$W_d > \frac{3}{2} kT$ — область низких температур



Концентрация носителей в примесных полупроводниках такова, что коллектив электронов находится в невырожденном состоянии.



$p_{\text{пр}}$ — концентрация e^+

$$p_{\text{пр}} = N_d e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

$$\mu' = kT \ln \left(\frac{W_{\text{пр}}}{N_c} \right)$$

При повышении температуры все большее и большее количество атомов примеси ионизируется и при некоторой температуре все атомы $n_{\text{пр}}$ оказываются ионизированными.

T_s — температура истощения примеси

Если $n_{\text{пр}} = N_d$, то $T = T_s$

$$n_{\text{пр}} = \frac{N_d}{2}, T = T_s$$

$$\mu' = -W_d$$

$$-W_d = kT_s' \ln \left(\frac{N_d}{2N_c} \right)$$

$$T_s' = \frac{W_d}{k \ln \left(\frac{2N_c}{N_d} \right)}$$

$$N_d = 10^{22} \frac{1}{\text{м}^3}, W_d = 0.01 \text{ эВ}$$

$$T_s' = 32 \text{ К} (-241^\circ \text{C})$$

$$n_{\text{пр}} = N_c e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

$$p = N_d e^{\frac{\mu''}{kT}}$$

$$\mu' + \mu'' = -W_d$$

$$N_c e^{\frac{\mu'}{kT}} = N_d e^{\frac{W_d + \mu'}{kT}}$$

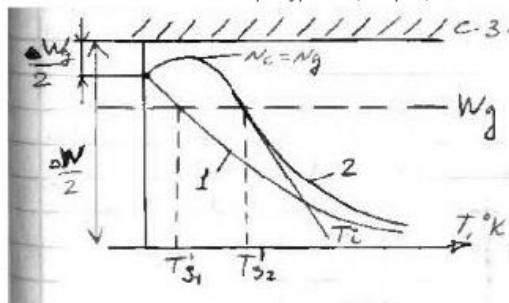
$$\frac{N_d}{N_c} = \frac{e^{\frac{\mu'}{kT}}}{e^{\frac{W_d + \mu'}{kT}}}$$

$$\frac{2\mu' + W_d}{kT} = \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right)$$

Вывод: уровень Ферми примесного полупроводника при $T=0\text{К}$ находится в середине энергетического промежутка — дно свободной зоны — примесный уровень.

$$\begin{aligned}\mu' &= -\frac{W_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_g}{N_c} \\ n_i &= N_c \cdot e^{-\frac{W_g}{2kT} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_g}{N_c}} = N_c e^{-\frac{W_g}{2kT}} e^{\ln \left(\frac{N_g}{N_c}\right)^{1/2}} = \\ &= (N_g N_c)^{1/2} e^{-\frac{W_g}{2kT}} \\ n &= n_p + n_i \\ n &= N_g + (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \\ \mu' &= kT \ln \frac{n}{N_c} \\ \mu' &= kT \ln \frac{N_g + (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}}{N_c} \\ \mu' &= kT \ln \left[\frac{N_g}{N_c} + \left(\frac{N_v}{N_c} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \right]\end{aligned}$$

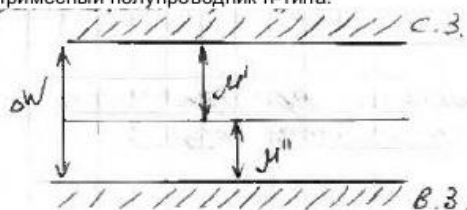
В области высоких температур концентрация основных носителей $n = n_i$, т.к. $n_{пр} \ll n_i$



В области ср. температур уровень Ферми меняется практически линейно

T_i - переход к собствен. проводимости n/p

Концентрация
Примесный полупроводник n-типа.



$$n_n = N_c e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

$$p_n = N_v e^{\frac{\mu''}{kT}}$$

$$n_n p_n = N_c N_v e^{\frac{\Delta W}{kT}} = n_i^2$$

В любом примесном полупроводнике произведение концентрации основных носителей на неосновные = квадрату концентрации собственных носителей в полупроводниках.

9 Примесные уровни в полупроводниках. Собственные и примесные носители.

Полупроводники любой степени очистки содержат всегда примесные атомы, создающие свои собственные энергетические уровни, получившие название *примесных* уровней. Они могут располагаться как в разрешенной, так и в запрещенной зонах полупроводника на различных расстояниях от вершины валентной зоны и дна зоны проводимости. В ряде случаев примеси вводят сознательно для придания полупроводнику необходимых свойств. Рассмотрим основные типы примесных уровней.

Донорные уровни

Предположим, что в кристалле германия часть атомов германия замещена атомами пятивалентного мышьяка. Германий имеет решетку типа алмаза, в которой каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями, связанными с ним валентными силами. Для установления связи с этими соседями атом мышьяка расходует 4 валентных электрона (рис. 5.17, а). Пятый электрон в образовании связи не участвует. Он продолжает двигаться в поле атомного остатка мышьяка, ослабленном в германии в ϵ раз, где $\epsilon = 16$ — диэлектрическая постоянная германия. Вследствие такого ослабления поля орбита электрона сильно увеличивается и атом мышьяка становится подобным атому водорода: вокруг атомного остатка с зарядом $+e$ на значительном расстоянии от него движется один электрон. Поэтому для определения энергии связи и радиуса орбиты этого электрона можно воспользоваться формулами, выведенными для атома водорода. Они имеют, как известно, следующий вид:

$$E = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 h^2} = -13.6 \text{ эВ}$$

$$r = \frac{h^2 \epsilon_0}{e^2 m} = 0.53 \text{ Å}$$

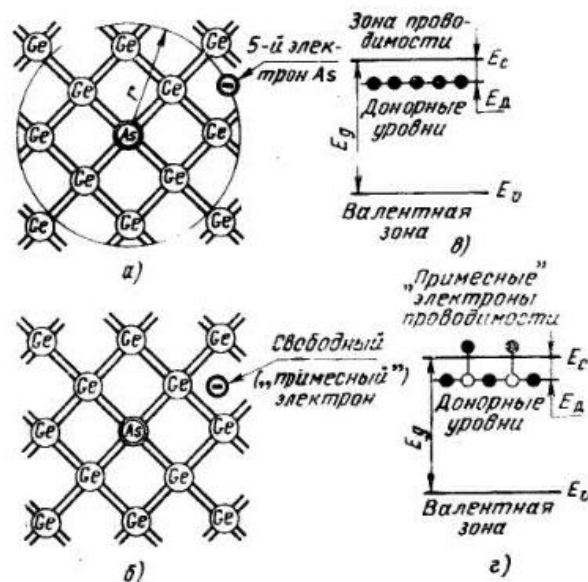


Рис. 5.17. Возбуждение носителей заряда в полупроводниках *n*-типа:

а — при $T \approx 0^\circ \text{K}$ атомы пятивалентного мышьяка в решетке германия находятся в неионизированном состоянии; б — «ионизация» атомов мышьяка и образование «примесных» электронов проводимости при $T > 0^\circ \text{K}$; в — энергетические уровни 5-х электронов мышьяка представляют собой донорные уровни E_d ; г — переход электронов с донорных уровней в зону проводимости при $T > 0^\circ \text{K}$.

Для перехода к атому мышьяка в этих формулах e^2 следует заменить на $\frac{e^2}{\epsilon}$, так как сила

взаимодействия электрона с атомным остатком, равная в вакууме $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$, уменьшается в германии в ϵ

раз; кроме того, массу свободного электрона m надо заменить на эффективную массу электрона в германии $m_n = 0,12m$. Прделав это, получим:

$$E_d = -\frac{13.6}{e^2} \left(\frac{m_n}{m} \right) = -0.065 \text{ эВ}$$

$$r = 0.53s \left(\frac{m}{m_n} \right) = 70 \text{ Å}$$

Из формулы видно, что энергия связи пятого электрона атома мышьяка, помещенного в решетку германия, должна измеряться примерно сотыми долями электрон-вольта, а радиус орбиты этого электрона во много раз превышает постоянную решетки германия.

В табл. 5.2 приведены экспериментальные значения энергии ионизации примесных атомов пятивалентных элементов в германии и кремнии. Для германия она равна примерно 0,01 эВ, для кремния — примерно 0,04—0,05 эВ. При сообщении электрону такой энергии, он отрывается от атома и приобретает способность свободно (перемещаться в кристалле, превращаясь, таким образом, в электрон проводимости (рис. 5.17,б).

ТАБЛИЦА 5.2

E_d , эВ	Фосфор	Мышьяк	Сурьма
Si	0,045	0,050	0,039
Ge	0,012	0,013	0,010

С точки зрения зонной теории этот процесс можно представить следующим образом. Между заполненной валентной зоной и свободной зоной проводимости располагаются энергетические уровни E_d пятого валентного электрона примесных атомов мышьяка (рис. 5.17,в). Эти уровни размещаются непосредственно у дна зоны проводимости, отстоя от нее на расстоянии $E_d = 0.01$ эВ. При сообщении электронам таких примесных уровней энергии E_d они переходят в зону проводимости (рис. 5.17,г). Образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в электропроводности не участвуют.

Так как энергия возбуждения примесных электронов E_d почти на два порядка ниже энергии возбуждения собственных электронов германия E_g , то при нагревании будут возбуждаться в первую очередь электроны примесных атомов, вследствие чего их концентрация может во много раз превосходить концентрацию собственных электронов. В этих условиях германия будет обладать в основном *примесной электронной проводимостью*.

Примеси, являющиеся источником электронов проводимости, называются *донорами*, а энергетические уровни этих примесей — *донорными уровнями*.

Акцепторные уровни

Предположим теперь, что в решетке германия часть атомов германия замещена атомами трехвалентного индия (рис. 5.18,а). Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома индия не хватает одного электрона. Его можно «заимствовать» у атома германия. В табл. 5.3 приведена энергия, необходимая для обеспечения такого «заимствования» электрона атомами бора, алюминия галлия и индия из валентной зоны германия и кремния. Из данных табл. 5.3 видно, что E_a имеет тот же порядок величины, что и E_d .

ТАБЛИЦА 5.3

E_a , эВ	Бор	Алюминий	Галлий	Индий
Si	0,045	0,060	0,070	0,16
Ge	0,010	0,010	0,011	0,011

Разорванная связь (рис. 5.18,б) представляет собой дырку, так как она отвечает образованию в валентной зоне германия вакантного места.

На рис. 5.18,в показана энергетическая схема германия, содержащего примесь индия. Непосредственно у вершины валентной зоны на расстоянии E_a располагаются незаполненные энергетические уровни атомов индия. Близость этих уровней к валентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни. Связываясь с атомами индия, они теряют способность перемещаться в решетке германия и в

проводимости не участвуют. Носителями заряда являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне. Поэтому проводимость германия в этом случае является в основном *дырочной*. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются *акцепторными* примесями, а энергетические уровни этих примесей — акцепторными уровнями. Из данных табл. 5.2 и 5.3 видно, что донорные и акцепторные уровни располагаются на очень небольшом расстоянии от своих зон. Поэтому их называют *мелкими* уровнями.

Уровни прилипания

К мелким уровням относятся и так называемые уровни *прилипания*, или, как еще говорят, *лопушки захвата*. Они также располагаются вблизи границ энергетических зон и энергично обмениваются с этими зонами носителями заряда. Обмен состоит в том, что электрон зоны проводимости, захваченный уровнем прилипания, расположенным вблизи дна этой зоны, не остается длительное время на уровне, а вследствие теплового возбуждения вновь перебрасывается в зону проводимости, и т. д. (рис. 5.19,а).

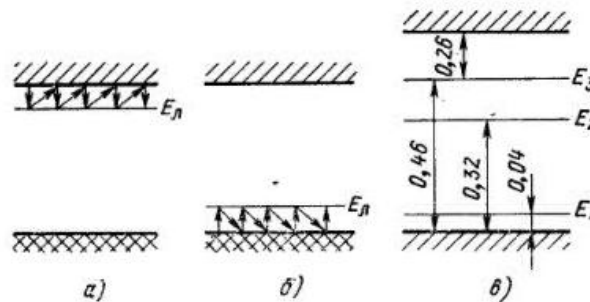


Рис. 5.19. Уровни прилипания (а, б) и глубокие примесные уровни (в) в полупроводниках.

Аналогичный обмен дырками происходит между валентной зоной и уровнями прилипания, расположенными вблизи вершины этой зоны (рис. 5.19,б).

Наличие в полупроводнике уровней прилипания может существенно увеличить время жизни неравновесных носителей заряда, что будет подробно рассмотрено в дальнейшем.

Глубокие примесные уровни

Некоторые примеси в полупроводниках приводят к возникновению примесных уровней, расположенных далеко от границ энергетических зон. Такие уровни называются *глубокими*. В качестве примера на рис. 5.19,в показаны примесные уровни атомов меди, введенных в германий. При абсолютном нуле атом меди является нейтральным. С повышением температуры он захватывает из валентной зоны германия сначала один, затем два и, наконец, три электрона, превращаясь в трехкратно отрицательно заряженный ион. В валентной зоне германия образуются при этом три дырки. Этот процесс можно рассматривать и так: атом меди при $T=0^\circ\text{K}$ имеет три дырки, которые переходят в валентную зону германия с повышением температуры. Энергии, необходимой для «отрыва» от атома меди первой дырки, соответствует уровень E_1 ; второй дырки — уровень E_2 , третьей дырки — уровень E_3 . Как видно из рис. 5.19,в, уровни E_2 и E_3 являются глубокими уровнями. Кроме меди, глубокие примесные уровни в германии и кремнии дают атомы золота, марганца, железа, никеля, кобальта и платины. Эти уровни играют большую роль в протекании процессов рекомбинации неосновных носителей заряда.

Вторая часть вопроса - Собственные и примесные носители Собственные

Проводимость химически чистых (беспримесных) полупроводников называется *собственной* проводимостью, а сами проводники — *собственными* полупроводниками. Появление в валентной зоне *вакантных мест* (незаполненных уровней) делает возможным возникновение коллективного движения электронов этой зоны под действием внешнего поля, которое удобно описывать, пользуясь понятием «дырки». Поведение электронов и дырок удобно рассматривать на языке состояний, сопоставляя электрону занятое состояние в зоне, дырке — свободное состояние. Это позволяет усмотреть *симметрию* между зоной проводимости и валентной зоной: в зоне проводимости занятые состояния перемещаются на фоне свободных состояний, в валентной зоне — свободные состояния

перемещаются на фоне занятых. При этом статистика занятых состояний в зоне проводимости оказывается аналогичной статистике свободных состояний в валентной зоне.

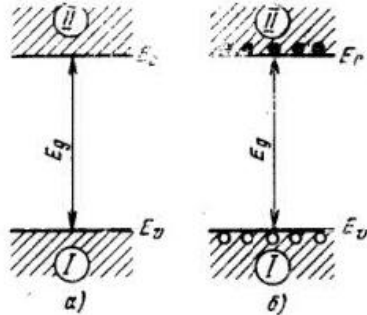


Рис. 6.1. Зонная структура собственного полупроводника:
а — невозбужденного; б — возбужденного.

Примесные

В отличие от собственных полупроводников, в которых проводимость осуществляется одновременно электронами и дырками, в примесных полупроводниках проводимость обуславливается в основном носителями одного знака: электронами в донорных полупроводниках (в полупроводниках л-типа) и дырками в акцепторных полупроводниках (в полупроводниках р-типа). Эти носители называются основными.

Помимо основных носителей полупроводник содержит всегда и неосновные носители: электронный полупроводник — дырки, дырочный полупроводник — электроны.

Концентрация их, как правило, значительно ниже концентрации основных носителей. Связь между концентрациями основных и неосновных носителей в полупроводнике будет рассмотрена ниже

10 Зависимость подвижности носителей от температуры и концентрации примесей.

Подвижность численно равна скорости носителя в поле единичной напряженности.

$$v_d \equiv E; v_d = uE$$

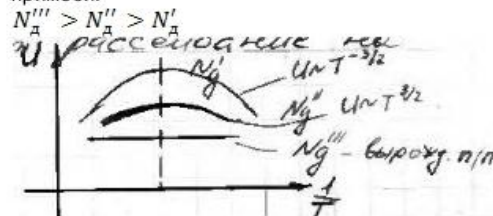
u_n, u_p — подвижность электронов и дырок.

Носители рассеиваются на двух факторах (именно эти факторы определяют подвижность):

на упругих колебаниях кристаллической решетки и на ионах примеси.

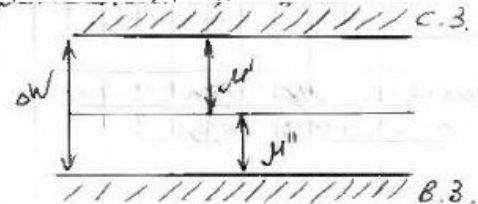
$$u_n, u_p = f(v, \lambda, c)$$

Рассеивание на упругих колебаниях кристаллической решетки является преобладающим фактором в области высоких температур, а в области низких температур преобладает рассеивание на ионах примеси.



Концентрация

Примесный полупроводник п-типа.



$$n_n = N_c e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

$$p_n = N_v e^{\frac{\mu''}{kT}}$$

$$n_n p_n = N_c N_v e^{\frac{\Delta W}{kT}} = n_i^2$$

В любом примесном полупроводнике произведение концентрации основных носителей на неосновные = квадрату концентрации собственных носителей в полупроводниках.

3 [2] Собственные и примесные, компенсированные и вырожденные полупроводники.

О собственных, примесных и вырожденных можно прочитать в других вопросах. Тут я пишу о компенсированных.

Широкое практическое применение получили полупроводники, содержащие одновременно и донорную (N_d) и акцепторную (N_a) примеси. На рис. 6.7,а показана зонная схема такого полупроводника, а на рис. 6.7,б — характер изменения положения уровня Ферми по мере перехода от чистого полупроводника л-типа к чистому полупроводнику р-типа при достаточно низкой температуре.

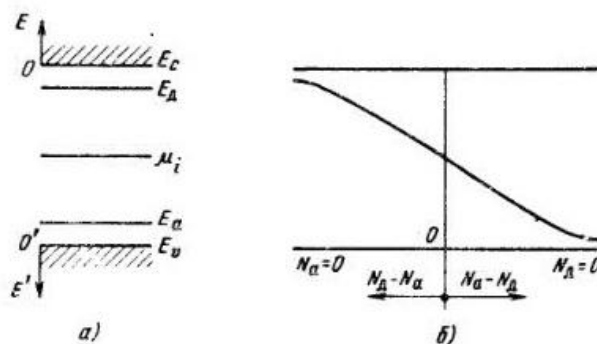


Рис. 6.7. Зонная структура (а) и изменение положения уровня Ферми с изменением концентрации примеси (б) в полупроводниках, содержащих одновременно донорную и акцепторную примеси.

В полупроводнике п-типа в области низких температур уровень Ферми располагается между дном зоны проводимости и донорными уровнями. Введем в такой полупроводник небольшое количество акцепторной примеси N_a . Так как акцепторные уровни располагаются значительно ниже уровня Ферми, то уже при абсолютном нуле они будут заполнены электронами, перешедшими с донорных уровней. Это вызывает обеднение донорных уровней и ослабление их способности поставлять электроны в зону проводимости, что, в свою очередь, приводит к увеличению степени невырожденности электронного газа в зоне проводимости и смещение уровня Ферми вниз. По мере повышения N_a смещение μ вниз увеличивается, но до тех пор, пока $N_a < N_d$ μ остается в верхней половине запрещенной зоны и полупроводник сохраняет электронный характер. При $N_a = N_d$ происходит полная компенсация примесей и уровень Ферми располагается на середине запрещенной зоны, как и в собственных полупроводниках. Такой полупроводник называется полностью компенсированным.

При уменьшении концентрации донорной примеси N_d (правая половина рис. 6.7,б) полупроводник приобретает дырочный характер, усиливающийся по мере уменьшения N_d . В соответствии с этим уровень Ферми переходит в нижнюю половину запрещенной зоны и перемещается вниз по мере увеличения разности $N_a - N_d$. В чистом полупроводнике р-типа он располагается между потолком валентной зоны и акцепторными уровнями E_a .

6 [2] Физическая природа электропроводности диэлектриков.

$i_C = j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot C_0 \cdot U$; (емкостной ток, определяется смещением связанных зарядов)

$\tan \delta = \frac{i_a}{i_C}$; $i_a = \omega \cdot \epsilon \cdot C_0 \cdot \tan \delta \cdot U$; (активный ток)

$i_z = i_a + i_C = \omega \cdot \epsilon \cdot C_0 \cdot \tan \delta \cdot U + j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot C_0 \cdot U$;

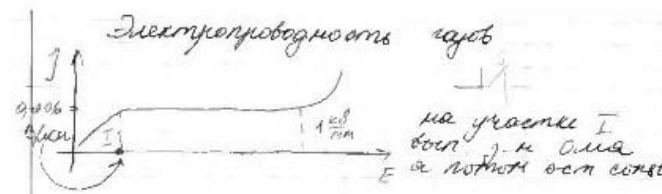
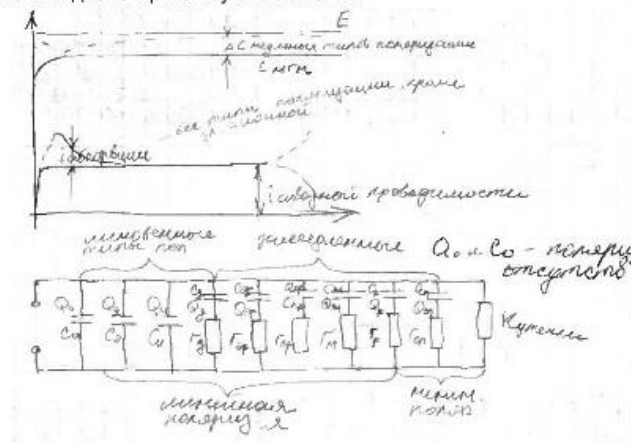
Плотность тока: $J_z = \frac{i_a + i_C}{S} = \frac{\omega \cdot \epsilon \cdot \tan \delta \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d} \cdot E \cdot d}{S} + \frac{j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d} \cdot E \cdot d}{S} =$
 $= (\omega \cdot \epsilon \cdot \tan \delta \cdot \epsilon_0) \cdot E + j \cdot (\omega \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0) \cdot E = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon - j \cdot \epsilon \cdot \tan \delta) \cdot \dot{E}$
 $\uparrow \sigma_a \quad \uparrow \sigma_{\text{смещения}}$

$$\sigma = \sigma_a - j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0; \quad \epsilon = \epsilon' - j \cdot \tan \delta$$

Поляризация – процессы смещения любых связанных зарядов в веществе, протекая во времени до момента установления и получения равновесного состояния, обуславливают появление или наличие поляризационных токов или токов смещения.

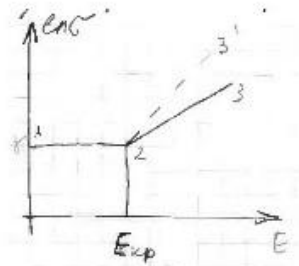
$j = \frac{dD}{dt}$ (эл. индукция); $\dot{p} = \dot{D} - \epsilon_0 \cdot \dot{E}$; $J = \frac{dp}{dt} + \epsilon_0 \cdot \frac{dE}{dt}$ $J_{\text{см}} = j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \dot{E}$; $J_a = \omega \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \tan \delta \cdot \dot{E}$;

Плотность тока смещения обусловлена скоростью изменения поляризации диэлектрика и скоростью изменения E при отсутствии диэлектрика м/у пластинами.



Электропроводность жидких диэлектриков – ионные и коллоидные частицы.

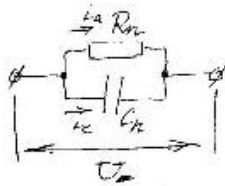
Электропроводность твердых диэлектриков – ионный характер в полях малой E , электронный характер в полях высокой E . Но в то же время есть несколько диэлектриков, которые и в полях малой E проявляют характер электронной проводимости.



Проводимость электронного характера выражается законом Френкеля или Пуля.

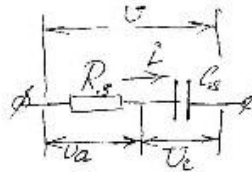
$$\sigma_a = \omega \cdot \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \varepsilon_0; \quad \sigma_{cm} = \omega \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0$$

Зависимости от температуры: $\sigma = A \cdot e^{-b/T}$; $\sigma = \sigma \cdot e^{a/T}$



Летит в стек, в диэ, и на излуч. (БЭ)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{i_a}{i_c} = \frac{U/R_n}{U/1/\omega \cdot C_n} = \frac{1}{R_n \cdot \omega \cdot C_n} \rightarrow R_n = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta \cdot \omega \cdot C_n}; \quad P_a = U \cdot i_a = \frac{U^2}{R_n} = U^2 \cdot \omega \cdot \operatorname{ctg} \delta$$



$$\operatorname{tg} \delta = \frac{U_a}{U_e} = \frac{i \cdot R_s}{i \cdot \frac{1}{\omega \cdot C_s}} = R_s \cdot \omega \cdot C_s;$$

$$P_a = U_a \cdot i = i^2 \cdot R_s = \frac{U^2 \cdot R_s}{\left(\sqrt{R_s^2 + \left(\frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)^2} \right)^2} = \frac{U^2 \cdot R_s}{R_s^2 + \left(\frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)^2} = \frac{U^2 \cdot R_s}{\left(\frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)^2 \cdot \left[1 + \frac{R_s^2}{\left(\frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)^2} \right]} =$$

$$\frac{U^2 \cdot \omega \cdot C_s \cdot \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \approx U^2 \cdot \omega \cdot C_s \cdot \operatorname{tg} \delta, \quad \operatorname{tg} \delta = 0.0002$$

10 Зависимость подвижности носителей от температуры и концентрации примесей.

Подвижность численно равна скорости носителя в поле единичной напряженности.

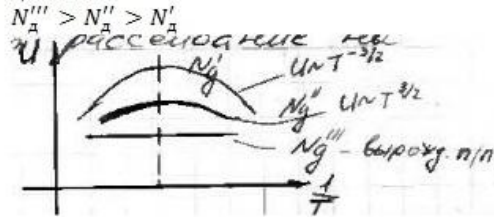
$$v_d \equiv E; v_d = uE$$

u_n, u_p - подвижность электронов и дырок.

Носители рассеиваются на двух факторах (именно эти факторы определяют подвижность): на упругих колебаниях кристаллической решетки и на ионах примеси.

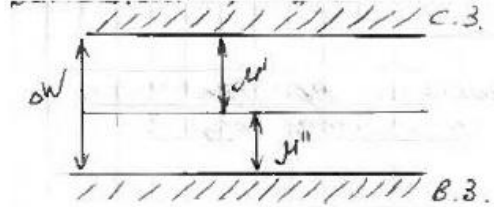
$$u_n, u_p = f(v, \lambda, c)$$

Рассеивание на упругих колебаниях кристаллической решетки является преобладающим фактором в области высоких температур, а в области низких температур преобладает рассеивание на ионах примеси.



Концентрация

Примесный полупроводник n-типа.



$$n_n = N_c e^{\frac{\mu'}{kT}}$$

$$p_n = N_v e^{\frac{\mu''}{kT}}$$

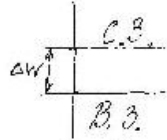
$$n_n p_n = N_c N_v e^{\frac{\Delta W}{kT}} = n_i^2$$

В любом примесном полупроводнике произведение концентрации основных носителей на неосновные = квадрату концентрации собственных носителей в полупроводниках.

1 [2] Собственная проводимость П/П, зависимость $\ln(\sigma) = f(1/T)$ для собственных П/П.

Собственным полупроводником является идеально чистый с абсолютно правильной кристаллической структурой полупроводник. В собственном полупроводнике при увеличении температуры свободные носители образуются парно е + дырка. Химический потенциал:

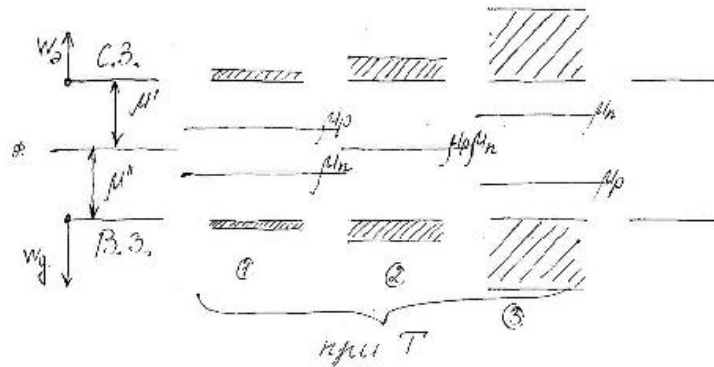
$$\mu_n = k \cdot T \cdot \ln \frac{n}{N_C}; \mu_p = k \cdot T \cdot \ln \frac{p}{N_V}; N_C = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_n \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{3/2}; N_V = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_p \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{3/2}$$



N_C – эффективное число состояний e^- в свободной зоне, приведенное к ее дну.

N_V – эффективное число состояний дырок в валентной зоне, приведенное к ее потолку.

Электронный и дырочный газы в собственном полупроводнике находятся в невырожденном состоянии.



2 – равновесное состояние собственного полупроводника (установившееся состояние)

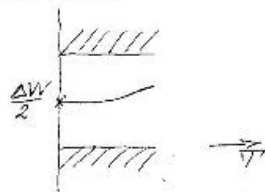
Равновесное состояние определяется электронейтральностью. В равновесном состоянии уровни Ферми отдельных частей полупроводника совпадают.

$$n_i = N_C \cdot e^{\frac{\mu}{kT}}; p_i = N_V \cdot e^{\frac{\mu}{kT}}; n_i = p_i \rightarrow \text{собственный полупроводник.}$$

$$\mu' + \mu'' = -\Delta W; \mu'' = -\Delta W - \mu'; N_C \cdot e^{\frac{\mu'}{kT}} = N_V \cdot e^{\frac{-(\Delta W + \mu')}{kT}}; \frac{N_V}{N_C} = \frac{e^{\frac{\mu'}{kT}}}{e^{\frac{-(\Delta W + \mu')}{kT}}} = e^{\frac{(2\mu' + \Delta W)}{kT}};$$

$$\ln \frac{N_V}{N_C} = \frac{2\mu' + \Delta W}{k \cdot T}; \mu' = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{k \cdot T}{2} \ln \frac{N_V}{N_C}$$

Как видно из этого выражения, при $T = 0K$ уровень Ферми располагается строго в середине запрещенной зоны. $m_p > m_n$



$$\ln \frac{N_V}{N_C} \Delta W \approx 0.17 \text{ эВ}$$

$$\frac{m_p}{m_n} \approx 10;$$

$$n_i = \sqrt{n_i \cdot p_i} = (N_C N_V)^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = 2 \cdot \frac{2\pi \sqrt{m_n \cdot m_p} \cdot k \cdot T}{h^2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} = \frac{8\pi \cdot m_p \cdot k \cdot T}{\Omega^2}$$

$$n_i = p_i = (N_C N_V)^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

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

	Si	Ge	Sn
$\Delta W, \text{эВ}$	1,12	0,72	0,01
$n_i, 1/\text{см}^3$	10^{10}	3×10^{10}	10^{24}

$Ge (\Delta W \approx 0,72 \text{ эВ})$

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

Зависимость $\ln(\sigma) = f(1/T)$:

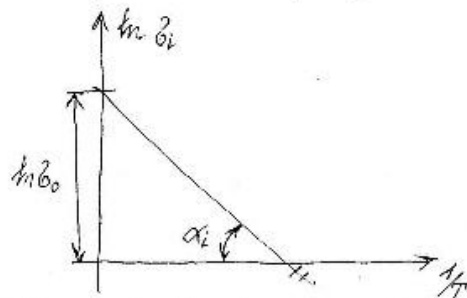
$$\sigma_i = q \cdot (n \cdot U_n + p \cdot U_p)$$

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

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

В собственных проводниках проводимость является проводимостью высоких температур. В этом

случае $U \sim T^{-3/2}$, $\sigma_i = A \cdot B \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$, $\sigma_i = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$, $\ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta W}{2 \cdot k \cdot T}$

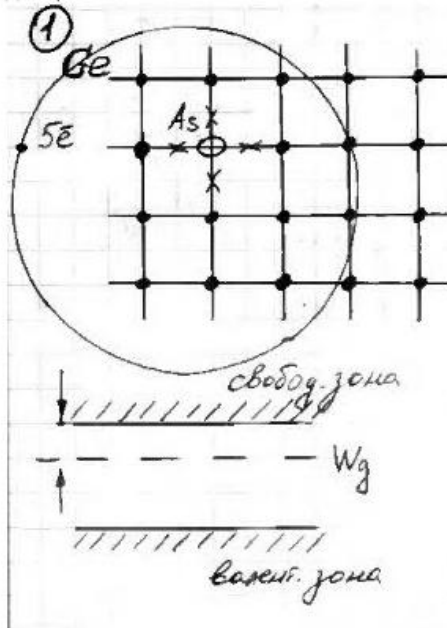


Требуем: собствен. п/п, когда все атомы ионизиров.

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

2 [2] Примесная проводимость П/П, зависимость $\ln(\sigma) = f(1/T)$ для примесных П/П.

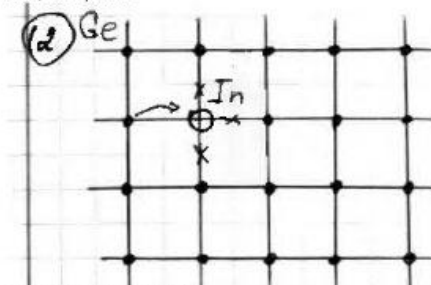
1) Донорные



5 электронов атома As продолжают двигаться по орбите, причем в полнее яда As ослабленным полем кристаллической структуры в 8 раз. Для возбуждения 5го электрона внешней оболочки As требуется очень незначительная энергия. При этом As превращается в ион, который, будучи закрепленным в узле кристаллической решетки, в образовании электрического тока не участвует.

n/n	W_g, eV		
	ρ	As	Sb
Si	0,045	0,050	0,031
Ge	0,012	0,013	0,010

2) Акцепторные



n/n	W_g, eV			
	B	Ac	Ga	In
Si	0,045	0,06	0,07	0,13
Ge	0,01	0,01	0,011	0,011

3) Уровни прилипания

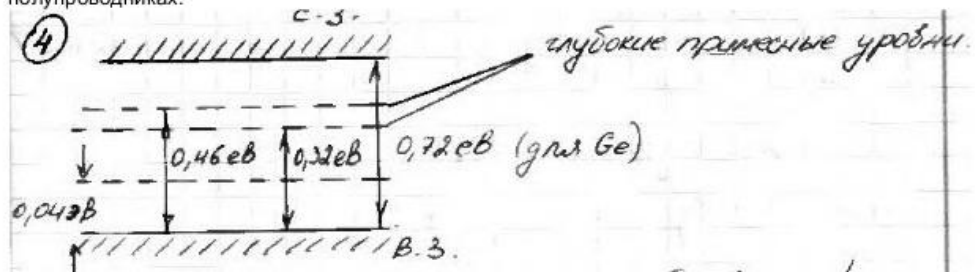
Они являются следствием наличия примесей или дефектов кристаллической решетки (структуры). Так же, как донорные и акцепторные примесные уровни, они являются мелкими примесными уровнями.



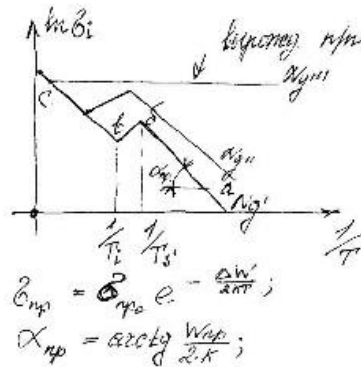
Уровни прилипания способствуют интенсивному обмену носителей между этим уровнем и свободной зоной, существенно увеличивая время жизни неравновесных носителей.

4) Глубокие примесные уровни

Глубокие примесные уровни способствуют времени рекомбинации неосновных носителей в полупроводниках.



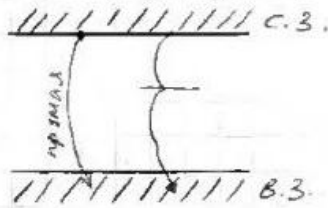
Зависимость $\ln(\sigma) = f(1/T)$



На участке б – в примесь полностью ионоизируется, концентрация собственных носителей чрезвычайно мала. На этом участке ход кривой определяется температурной зависимостью подвижности носителей. Если рассеивание на фононах, то б – с. Если на ионах, то II случай.

6 [2] Механизмы рекомбинации.

Рекомбинация – переход электронов из свободной зоны в валентную зону.



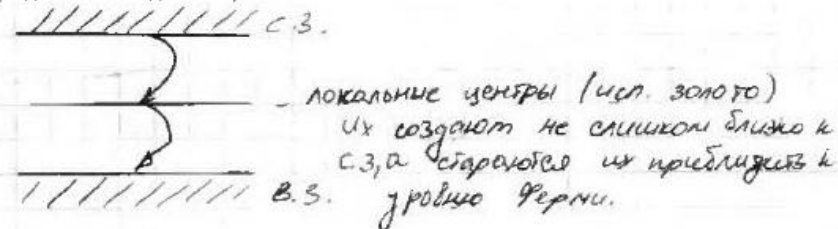
Межзонная рекомбинация в полупроводниках может проходить с выделением фотона (излучательная) или фонона (безызлучательная) (квант упругих колебаний).

Рекомбинация подразделяется на прямую межзонную и рекомбинацию через локальные центры.

Излучательная рекомбинация имеет место в полупроводниках с любой шириной запрещенной зоны и при повышенных температурах.

В полупроводниках, с большой запрещенной зоной рекомбинация безызлучательная (фононная). Она идет через локальные центры (поры, трещины и т.д.).

Многофононная рекомбинация в полупроводниках с широкой запрещенной зоной маловероятна (видно из исследований).



5 [2] Эффекты сильного поля. Зависимость подвижности носителей от напряженности электрического поля.

Эффект сильного поля. – см выше.

$E = \frac{3}{2} kT$ – энергия теплового возбуждения

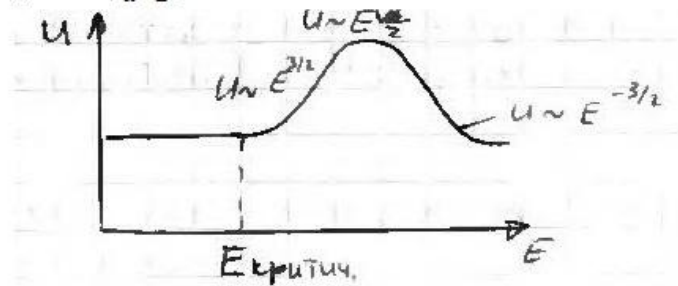
$\frac{3}{2} kT = qE\lambda_{\text{ср}}$ – энергия, которую накапливает электрон на длине свободного возбуждения

$$E > \frac{3}{2} * \frac{kT}{q\lambda_{\text{ср}}}$$

Зависимость подвижности от напряженности электрического поля (в сильных полях) от фактора рассеивания:

- 1) Рассеяние на ионах примеси

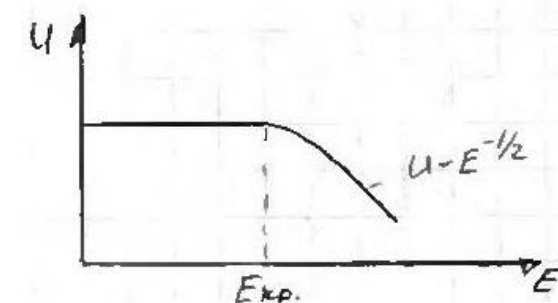
Если увеличивается E , то подвижность увеличивается (т.к. увеличивается направленность движения) $\mu \sim E^{\frac{5}{2}}$



- 2) Рассеяние на фононах

$$v_d = u_n E; v_d = \sqrt{E}$$

$$u_n = \frac{v_d}{E} = \frac{\sqrt{E}}{E} = E^{-1/2}$$



4 [2] Эффекты сильного поля. Ионизация в П/П (ударная, термоэлектронная, электростатическая).

Эффект сильного поля.

Пропорциональность плотности тока i напряженности поля $\vec{E}$, требуемая законом Ома (если к кристаллу приложить внешнее поле $\vec{E}$, то в нем возникает электрический ток, плотность которого i , согласно закону Ома, пропорциональна $\vec{E}$: $i = \sigma \vec{E}$ (σ -удельная электропроводность проводника)), выполняться до тех пор, пока проводимость σ , входящая в правую часть этого закона в качестве коэффициента пропорциональности, является величиной постоянной, не зависящей от E . Так как для полупроводника $\sigma = e(nu_n + pu_p)$, то выполнимость закона Ома сводится к требованию независимости от E концентрации и подвижности носителей заряда.

Выясним, при каких условиях это требование будет удовлетворяться.

Согласно $u = \frac{e}{m_n} * \frac{\langle \lambda \rangle \langle v \rangle}{\langle v \rangle}$ (невыврожденный газ) подвижность носителей заряда в невыврожденных полупроводниках:

$$u \sim \frac{\langle \lambda \rangle \langle v \rangle}{\langle v \rangle}$$

Из этого соотношения следует, что u не будет зависеть от E , если изменение скорости электрона на длине свободного пробега по своей величине (v_E) будет пренебрежимо мало по сравнению со скоростью теплового движения v_0 , т. е. если приложенное поле практически не меняет абсолютную величину скорости движения электронов.

Электрические поля, для которых это условие выполняется, называются *слабыми*.

Слабые поля не могут изменить, очевидно, и концентрацию носителей заряда. Поэтому именно этих полях и будет выполняться закон Ома.

Влияние сильного поля на подвижность носителей заряда

С повышением напряженности поля v_E увеличивается и для полей высокой напряженности может оказаться величиной одного порядка с v_0 . В этом случае подвижность носителей заряда начинает зависеть от E и закон Ома нарушается. Поля, для которых это имеет место, называются *сильными*.

Граничная напряженность E_k , с которой наблюдается заметное отступление от закона Ома, называется *критической*.

Увеличение скорости движения электронов под действием внешнего поля можно трактовать как эффект «повышения» их температуры по сравнению с температурой решетки — эффект *разогрева* электронов. Такие электроны обладают энергией, большей равновесной тепловой энергии, отвечающей температуре решетки. Их называют *«горячими»* электронами.

Характер разогрева электронов может быть различным. В полях с относительно невысокой напряженностью электроны на длине свободного пробега приобретают небольшую энергию. Однако если эта энергия оказывается выше той, которую они теряют при столкновениях, то их скорость будет постепенно увеличиваться и электронный газ будет разогреваться. Так как приращение скорости направленного движения, происходящее на длине свободного пробега, электронами быстро теряется в последующих столкновениях, то разогрев электронного газа в этом случае обусловлен в основном ростом скорости их хаотического движения.

В полях высокой напряженности, наоборот, разогрев электронного газа происходит в основном вследствие роста направленной составляющей скорости движения электронов. С увеличением ε эта составляющая скорости движения, а вместе с ней и температура электронного газа могут расти, очевидно, до тех пор, пока энергия, накапливаемая электронами на длине свободного пробега, не окажется достаточной для возбуждения оптических фононов. Столкновения электронов с решеткой становятся в этом случае неупругими и сопровождаются потерей накопленной ими энергии и появлением оптических фононов.

Рассмотрим изменение подвижности электронов под действием внешнего поля с количественной стороны.

На длине свободного пробега $\langle \lambda \rangle$ электрон приобретает энергию ΔE , равную работе сил поля на этом пути $e\varepsilon \langle \lambda \rangle$:

$$\Delta E = e\varepsilon \langle \lambda \rangle$$

В стационарных условиях всю эту энергию электрон должен терять при столкновениях с колеблющимися атомами решетки. Будем считать эти столкновения упругими. Из механики известно, что потеря телом энергии за одно упругое столкновение ΔE пропорциональна начальной энергии тела и зависит от соотношения масс сталкивающихся тел:

$$\delta E = y \left(\frac{m_n}{M} \right) * \frac{m_n \langle v^2 \rangle}{2}$$

Где $y \left(\frac{m_n}{M} \right)$ – функция, характеризующая зависимость δE от соотношения масс сталкивающихся тел. Приравнивая правые части соотношения $\Delta E = e\varepsilon \langle \lambda \rangle$ и

$$\delta E = y \left(\frac{m_n}{M} \right) * \frac{m_n \langle v^2 \rangle}{2}, \text{ получим:}$$

$$e\varepsilon \langle \lambda \rangle = y \left(\frac{m_n}{M} \right) * \frac{m_n \langle v^2 \rangle}{2}$$

Отсюда находим:

$$\langle v \rangle \sim \sqrt{\langle \lambda \rangle \varepsilon}$$

Для атомных решеток, для которых $\langle \lambda \rangle$ не зависит от $\langle v \rangle$, будем иметь:

$$\langle v \rangle \sim \sqrt{\varepsilon}$$

Если основным механизмом рассеяния электронов является электрон-фононный, для которого $\langle \lambda \rangle$ и $\langle v \rangle$ не зависят от $\langle v \rangle$, то:

$$u \sim \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$$

А дрейфовая скорость электронов:

$$v_d = u\varepsilon \sim \sqrt{\varepsilon}$$

Если же основным механизмом рассеяния является электрон-примесный, для которого $\langle \lambda \rangle$ не зависит от $\langle v \rangle$, а $\langle v_d \rangle \sim v^4$, то

$$u \sim \varepsilon^{\frac{3}{2}}$$

Таким образом, с ростом ε в области сильных полей подвижность носителей может и возрастать и уменьшаться.

Влияние сильного поля на концентрацию носителей заряда

Существует несколько механизмов, которые могут привести к повышению концентрации носителей заряда под действием сильного поля. Основными из

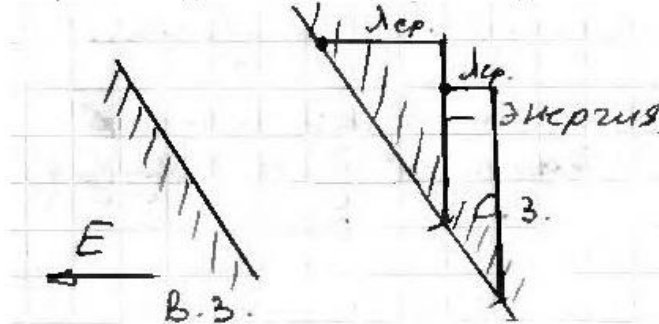
них являются термоэлектронная, ударная и электростатическая.

а) ударная ионизация

Может быть высоковольтной и низковольтной.

Высоковольтная – это когда на длине свободного пробега накапливается энергия $> \Delta W$ (ширины запрещенной зоны)

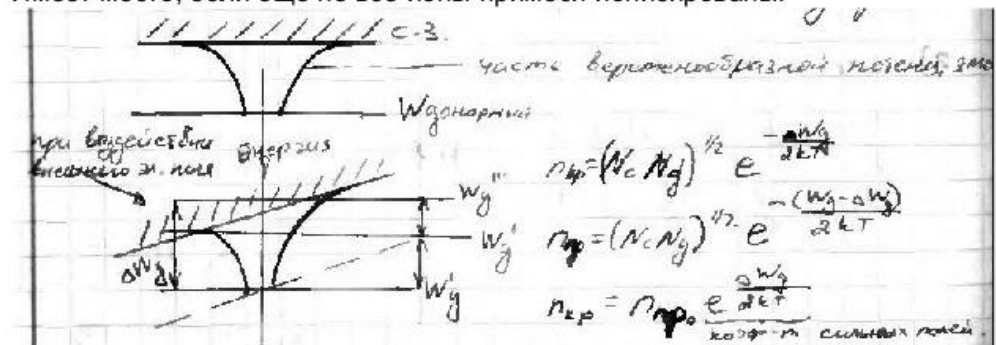
При низковольтной ионизации энергии, накопленной на длине свободного пробега ($\lambda_{ср}$), недостаточно для ионизации, но при соударении с узлом решетки накопленная энергия теряется не полностью, а частично. Можно считать, что должно быть на большой длине при соударении теряется E направления движения, а E хаотичного движения все время возрастает.



б) Термоэлектронная ионизация

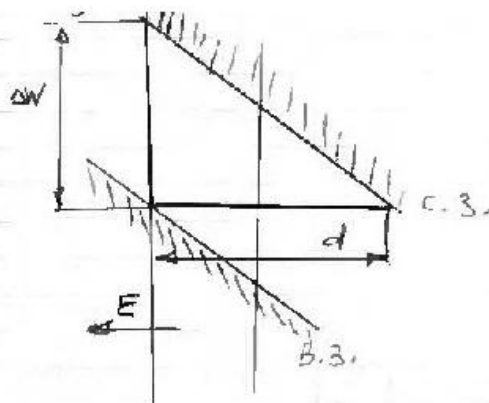
Дополнительная ионизация ионов примеси в сильных электрических полях, при конкретной температуре.

Имеет место, если еще не все ионы примеси ионизированы.



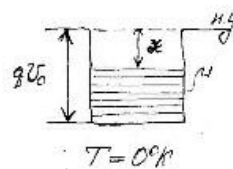
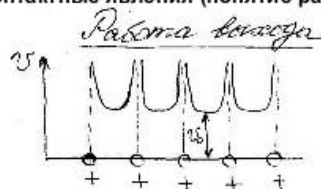
в) Электростатическая ионизация

Туннельные переходы электронов из свободной зоны в валентную зону в сильных электрических полях.



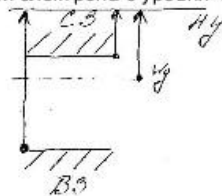
10^7 В/м - чистые переходы
 $10^4 - 10^6 \text{ В/м}$ - загрязненные переходы
 ω - барьерный потенциал
 $\omega \equiv \frac{e \Delta W}{kT}$
 зависит в зависимости от E

1 [2] Контактные явления (понятие работы выхода в металлах и полупроводниках).

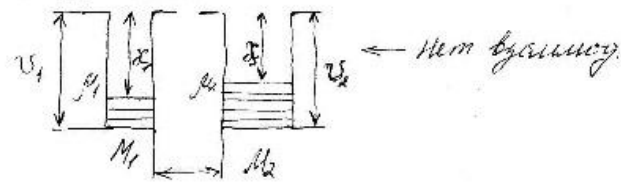


$T = 0^\circ \text{K}$
 ΔW - работа выхода

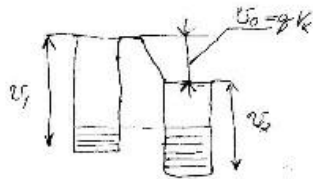
Нулевой уровень – это электрон, находящийся вне металла и не испытывает влияния поля кристалла. При ненулевой температуре на нулевой уровень могут переходить как электроны, лежащие **выше?** уровня Ферми при $T = 0\text{K}$, так и **ниже?** уровня Ферми. В 1 случае – за счет энергии кристаллической структуры (**кристаллическое охлаждение?**), во 2 случае – **кристаллический разогрев?** Считают, что работа выхода – работа при перемещении электрона с уровня Ферми на Нулевой уровень.



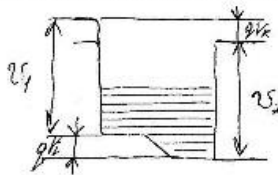
2 [2] Контакт двух металлов.



В случае *малого* расстояния, когда возможен обмен электронами, наблюдается преимущественно переток электронов из второго металла в первый. Это происходит вплоть до того момента, когда уровни Ферми сравниваются.



V_0 измеряется в эВ, численно равна V_k в Вольтах, численно равна контактной разности потенциалов.

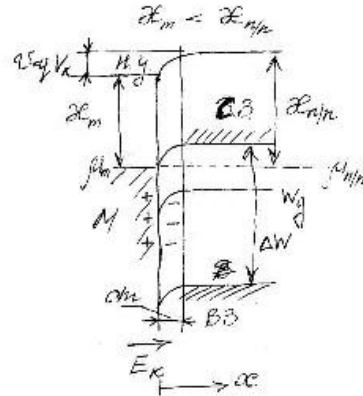


qV_k — *выущ. конт. разн. мет.*

3 Контакт М – полупроводник (невыпрямляющий).

Контакты М – полупроводник м.б. гальваническими и невыпрямляющимися с антизапорным слоем либо выпрямляющимися с запорным слоем.

Невыпрямляющийся контакт М – полупроводник «п»:

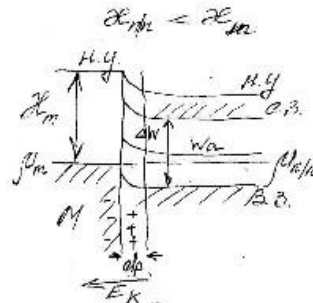


Величина k/p мала по сравнению с полем кристаллической структуры. При таком контакте происходит обогащение слоя полупроводника толщиной d_n электронами, т.е. носителями. Следовательно, слой обладает повышенной проводимостью. Такой слой называется антизапорным, а контакт –

гальваническим. $n(x) = n_{n0} \cdot e^{\frac{V(x)}{kT}}$, где n_{n0} – концентрация вне слоя d_n .

Невыпрямляющийся контакт реализуется в области **коллектора** для подключения его к металлическому выводу.

Невыпрямляющийся контакт М – полупроводник «р»:



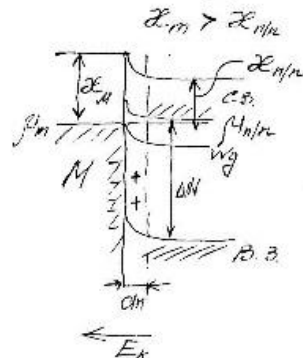
Электрон из полупроводника «р» переходит в металл, а слой d_p обогащается носителями – дырками, слой имеет повышенную проводимость и называется антизапорным.

$p(x) = p_{p0} \cdot e^{\frac{V(x)}{kT}}$, где p_{p0} – концентрация дырок вне слоя d_p . Получается невыпрямляющийся контакт с антизапорным слоем, гальванический.

4 Контакт М – полупроводник (выпрямляющийся).

То есть контакт с запертым слоем.

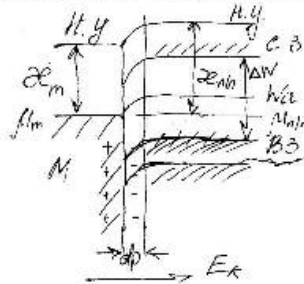
Выпрямляющийся контакт М – полупроводник «п»



В случае такого контакта электроны из полупроводника «п» переходят в металл. Слой d_n в оказывается обогащенным ионизированными атомами донорной примеси – положительный объемный заряд. Переход с запертым слоем, выпрямляющийся, обладает пониженной проводимостью.

$$n(x) = n_{n0} \cdot e^{-\frac{V(x)}{kT}}, V(x) = \frac{q^2 \cdot n_{n0} \cdot (d_n - x)^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}, x \rightarrow 0 \rightarrow V(x) = V_0, d_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot V_0}{q^2 \cdot n_{n0}}}, d_n - \text{порядка мкм.}$$

Выпрямляющийся контакт М – полупроводник «р»

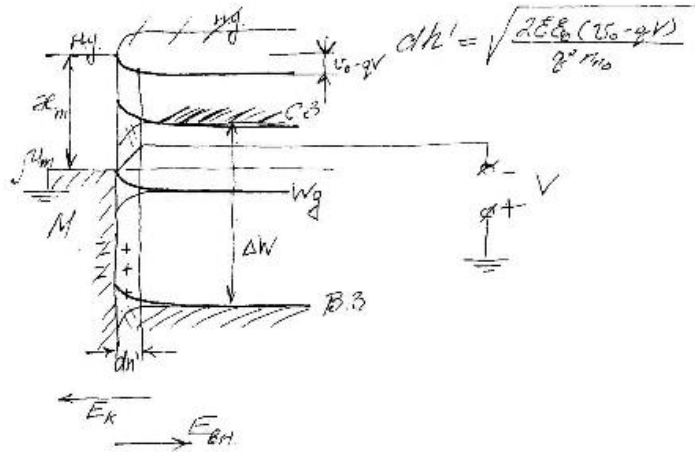


Все по аналогии. Пониженная проводимость слоя d_p $p(x) = p_{p0} \cdot e^{-\frac{V(x)}{kT}},$

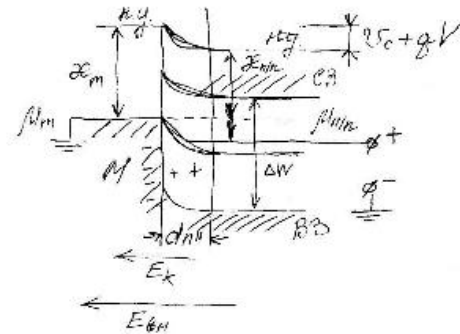
$$V(x) = \frac{q^2 \cdot p_{p0} \cdot (d_p - x)^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}, x \rightarrow 0 \rightarrow V(x) = V_0, d_p = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot V_0}{q^2 \cdot p_{p0}}}, d_p - \text{порядка мкм.}$$

8 Влияние внешнего поля на высоту потенциального барьера и ширину запирающего слоя (на примере контакта М – полупроводник).

Переход М – полупроводник «п» при приложении внешнего напряжения.

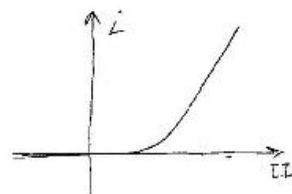


Внешнее напряжение включено в прямом направлении, d_n' становится меньше.
Обратное направление:



$$i_{пр} = i_s \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V}{k \cdot T}\right) - 1 \right); \quad i_{обр} = i_s \cdot \left(\exp\left(-\frac{q \cdot V}{k \cdot T}\right) - 1 \right)$$

$$i_{пр} = i_s \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V}{k \cdot T}\right) - 1 \right); \quad i_{обр} = i_s \cdot \left(\exp\left(-\frac{q \cdot V}{k \cdot T}\right) - 1 \right)$$



$d_n \gg \frac{2 \cdot U_0}{k \cdot T} \lambda$ – в случае большой величины слоя объемного заряда d_n , электроны, проходя через этот слой, испытывают многократные столкновения и их движение носит диффузионный характер. Для этого случая существует диффузионная теория перехода:

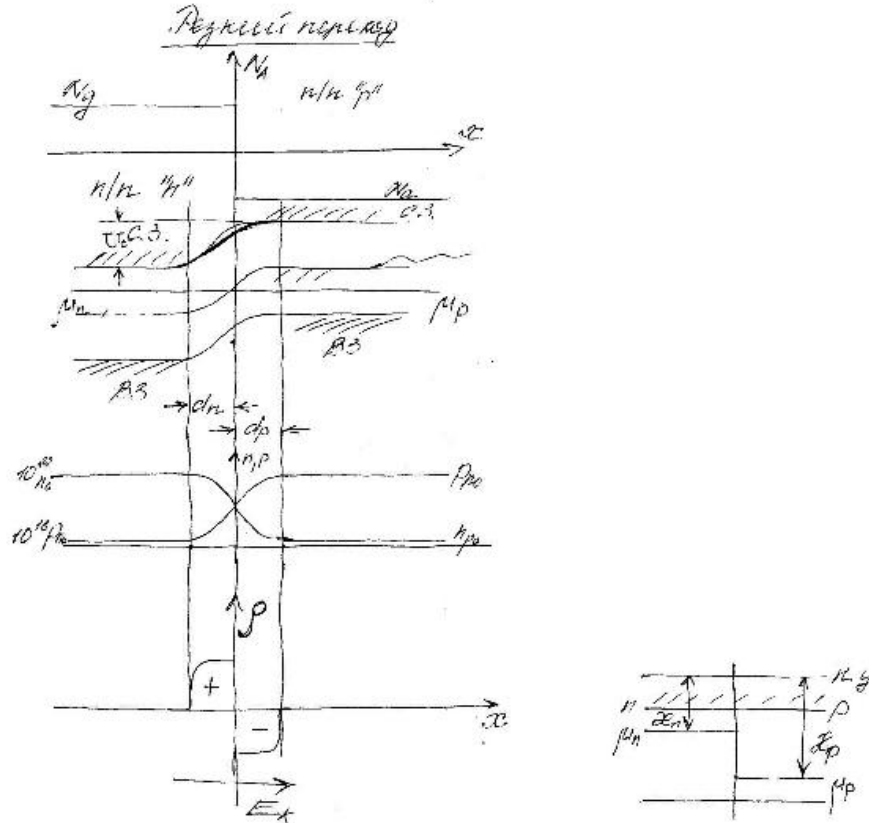
$$i_s = q \cdot n(0) \cdot U_n \cdot \frac{U_0 \pm q \cdot V}{d_n}, \quad n(0) = n_{n0} \cdot \exp\left\{-\frac{U}{k \cdot T}\right\}, \quad n_{n0} - \text{концентрация в плоск. конт.}$$

$$d_n \leq \frac{2 \cdot U_0}{k \cdot T} \cdot \lambda; \quad \text{Диодная теория: } i_s = \frac{1}{4} \cdot q \cdot n(0) \cdot \left(\frac{3 \cdot k \cdot T}{m_n}\right)^{1/2}$$

5 Контакт полупроводник «п» - полупроводник «р» (резкий переход).

Переходы могут быть резкими и плавными, симметричными и несимметричными. Резкие переходы получаются при эпитаксиальном наращивании и при сплавлении. Плавные переходы получаются диффузией.

Резкий «р-п» переход



$$U_0 = \varphi_p - \varphi_n; \quad n_{n0} = N_e \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}}; \quad n_{p0} = N_e \cdot e^{-\frac{E_n + U_0}{kT}} = N_e \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}} = n_{n0} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}} \rightarrow$$

$$\frac{n_{p0}}{n_{n0}} = e^{-\frac{U_0}{kT}};$$

$$U_0 = k \cdot T \cdot \ln \left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right)$$

Область I $\rightarrow d_n < x < 0$:

$$U(x) = \frac{q^2 \cdot n_{n0} \cdot (d_n - x)^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}; \quad E_K(x) = \frac{q \cdot n_{n0} \cdot (d_n - x)}{\epsilon \cdot \epsilon_0};$$

Область II $\rightarrow 0 < x < d_p$:

$$U(x) = U_0 - \frac{q^2 \cdot p_{p0} \cdot (d_p - x)^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}; \quad E_K(x) = \frac{q \cdot p_{p0} \cdot (d_p - x)}{\epsilon \cdot \epsilon_0};$$

При $x = 0$:

Величины потенциального барьера и контактного поля, рассчитываемые по выражениям для 1-ой и 2-ой области должны быть равны, т.к. U и E_K непрерывны. То есть:

$$\frac{q^2 \cdot n_{n0} \cdot d_n^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0} = U_0 - \frac{q^2 \cdot p_{p0} \cdot d_p^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0}; \quad \frac{q \cdot n_{n0} \cdot d_n}{\epsilon \cdot \epsilon_0} = \frac{q \cdot p_{p0} \cdot d_p}{\epsilon \cdot \epsilon_0};$$

Сделаем выводы.

$$\text{Из II имеем: } n_{n0} \cdot d_n = p_{p0} \cdot d_p; \quad \boxed{\frac{d_n}{d_p} = \frac{p_{p0}}{n_{n0}}}; \quad d_n + d_p = d; \quad d = d_n \left(1 + \frac{n_{n0}}{p_{p0}} \right);$$

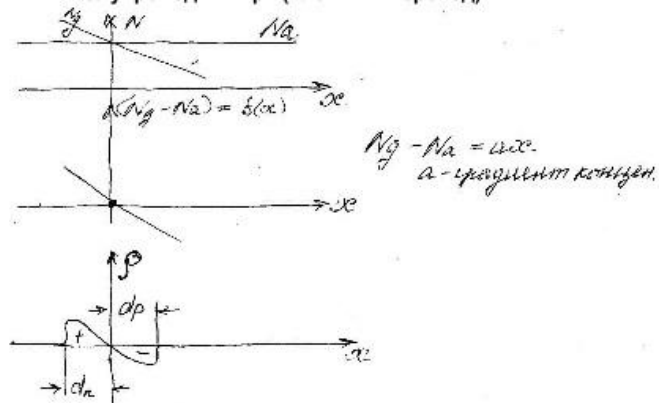
Толщина слоя объемного заряда в полупроводнике обратно пропорциональна концентрации основных носителей в нем.

$$\text{Из I имеем: } U_0 = \frac{q^2 \cdot n_{n0} \cdot d_n^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0} + \frac{q^2 \cdot p_{p0} \cdot d_p^2}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0} = \frac{q^2 \cdot p_{p0} \cdot n_{n0}}{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot (n_{n0} + p_{p0})} \cdot d^2;$$

$$d = d_n + d_p = \left[\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U_0 \cdot (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 \cdot p_{p0} \cdot n_{n0}} \right]^{1/2}; \quad \boxed{n_{n0} \ll p_{p0}}; \quad d \approx d_n = \left[\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U_0}{q^2 \cdot n_{n0}} \right]^{1/2};$$

$$\text{Пример (Ge): } n_{n0} = 10^{21} \text{ 1/М}^3; \quad p_{p0} = 10^{23} \text{ 1/М}^3; \quad d_n = 7.7 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad d_p = 8 \cdot 10^{-9} \text{ м};$$

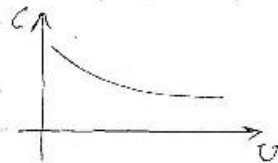
6 [2] Контакт полупроводник «п» - полупроводник «р» (плавный переход).



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

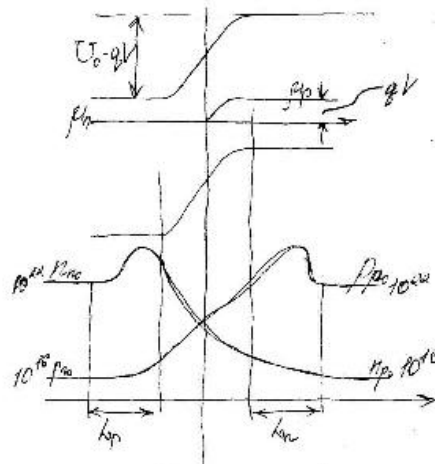
$$E_K = \frac{q \cdot a}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot (d_p^2 - x^2) \quad 0 < x < d_p$$

$$d = d_n + d_p = \left(\frac{12 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U_0}{q^2 \cdot a} \right)^{1/3}$$

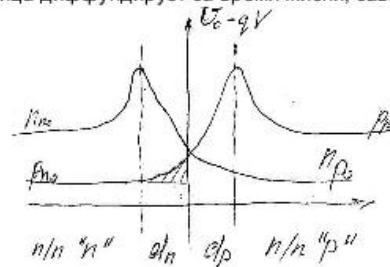


7 [2] «р-п» переход при подаче внешнего напряжения.

В прямом направлении.



Под действием внешней разности потенциалов V , приложенной к переходу в прямом направлении, величина потенциального барьера понижается на величину qV , вследствие чего из n – области в p – область перетекает дополнительное (по сравнению с равновесным состоянием перехода) число электронов, а из p – области в n – область дополнительное число дырок. Электроны, перешедшие в p – область, и дырки, перешедшие в n – область, являются для этих областей неосновными носителями, т.е. внешнее поле, приложенное в прямом направлении, вызывает повышение концентрации неосновных носителей в p и n – области полупроводника. Электроны, инжектированные в p – область, притягивают к себе дырки из объема этой области, вследствие чего концентрация дырок у p – n перехода повышается. Положительный заряд притянутых дырок экранирует избыточные электроны, такая же картина наблюдается и в n -области (отрицательные заряды притянутых электронов экранирует положительный заряд инжектированных дырок). Поэтому избыточные электроны и дырки, инжектированные в p и n – области, не создают в этих областях нескомпенсированных объемных зарядов, а следовательно – дополнительных электрических полей, препятствующих движению неосновных носителей в объеме полупроводника. Глубина проникновения этих носителей определяется исключительно процессом рекомбинации. В равновесном состоянии p – n перехода концентрация носителей сразу же достигает равн. значения по выходе из области объемного заряда. При наличии прямой разности потенциалов концентрация основных и неосновных носителей сохраняется больше равновесной на расстоянии нескольких диффузионных длин (расстояние, на которое частица диффундирует за время жизни, зависит от D и t).

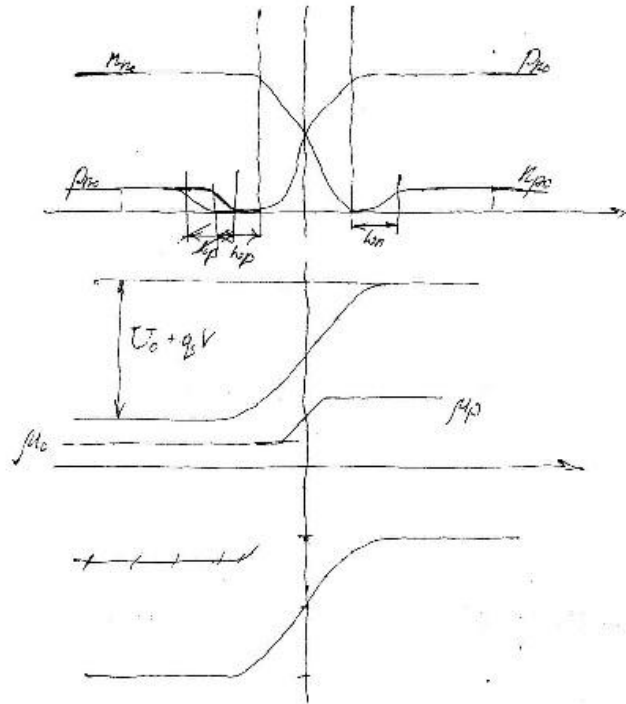


$$p_n = p_{n0} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}; \quad p_{p0} = p_{p0} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}}; \quad n_p = n_{p0} \cdot e^{\frac{qV}{kT}}; \quad n_{p0} = n_{n0} \cdot e^{-\frac{U_0}{kT}};$$

$$\text{Для резкого перехода: } d \approx \left[\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot (U_0 - q \cdot V) \cdot (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 \cdot n_{n0} \cdot p_{p0}} \right]^{1/2}; \quad d = d_p + d_n;$$

$$\text{Для плавного перехода: } d \approx \left[\frac{12 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot (U_0 - q \cdot V)}{q \cdot a} \right]^{1/3};$$

В обратном направлении.



При приложении обратного напряжения высота барьера увеличивается, что препятствует переходу электронов и дырок в обратном направлении. Для неосновных носителей $E_{\text{поля}}$ является ускоряющей разностью потенциалов. Неосновные носители из прилегающих к р – п переходу слоев диффундируют к переходу и переносятся электрическим полем (E_n) в другую область, образуя ток в запиорном направлении. Концентрация же неосновных носителей все время пополняется за счет теплового возбуждения или тепловой генерации. Поэтому ток в обратном направлении называют тепловым.

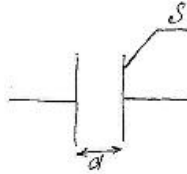
$$p_n = p_{n0} \cdot e^{-\frac{qV}{kT}}; \quad n_p = n_{p0} \cdot e^{-\frac{qV}{kT}}$$

$$\text{Для резкого перехода: } d \approx \left[\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot (U_0 + q \cdot V) \cdot (n_{n0} + p_{p0})}{q^2 \cdot n_{n0} \cdot p_{p0}} \right]^{\frac{1}{2}};$$

$$\text{Для плавного перехода: } d \approx \left[\frac{12 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot (U_0 + q \cdot V)}{q \cdot a} \right]^{\frac{1}{3}};$$

1 Диэлектрики в электрическом поле. Поляризация диэлектриков.

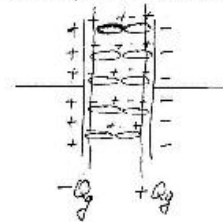
Поляризация диэлектрика - смещение положительных и отрицательных связанных зарядов в макрообъеме диэлектрика в противоположные стороны, что приводит к появлению поверхностных связанных зарядов.



$$U = U_m \cdot \sin \omega t; \quad \dot{U} = U_m \cdot e^{j\omega t}; \quad \dot{Q}_0 = C_0 \cdot \dot{U}; \quad C_0 - \text{вакуум}; \quad \dot{U} = \frac{\dot{Q}_0}{C_0} = \frac{\dot{Q}}{C};$$

$$C = \varepsilon \cdot C_0; \quad \dot{Q} = \varepsilon \cdot \dot{Q}_0$$

Увеличение заряда на обкладках конденсатора является следствием поляризации диэлектрика.



$$\dot{Q}_d = \dot{Q} - \dot{Q}_{ca}; \quad P = \dot{Q}_d \cdot d - \text{электрический момент всего объема диэлектрика.}$$

$$\dot{p} = \frac{\dot{P}}{S \cdot d} = \frac{\dot{Q}_d \cdot d}{S \cdot d} = \frac{\dot{Q}_d}{S} - \text{един. поверхность} = \delta$$

Электрический момент единицы объема диэлектрика равен поверхностной плотности заряда на торцах диэлектрика. $\dot{Q}_d = \dot{p} \cdot S$

$$\text{Если между обкладками диэлектрик отсутствует: } \dot{Q}_{ca} = \dot{Q}_0 = C_0 \cdot U = \frac{\varepsilon_0 \cdot S}{d} \cdot \dot{E} \cdot d; \quad \dot{E} = \frac{\dot{U}}{d};$$

$\dot{E}$ – усредненное значение напряженности электрического п. между обкладками конденсатора.

$$\dot{Q}_{ca} = \varepsilon_0 \cdot S \cdot \dot{E}$$

$$\dot{D} = \frac{\dot{Q}}{S} - \text{по определению электрическая индукция. } D = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E \cdot S; \quad \dot{Q} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \dot{E} \cdot S;$$

$$\dot{p} \cdot S = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \dot{E} \cdot S - \varepsilon_0 \cdot \dot{E} \cdot S; \quad \boxed{\dot{p} = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon - 1) \cdot \dot{E}} \quad (1), \text{ где } (\varepsilon - 1) \rightarrow K_D, \text{ электр. восприимчивость.}$$

K_D – отношение плотности связанного заряда к плотности свободного.

Формула $\dot{p} = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon - 1) \cdot \dot{E}$ справедлива для диэлектриков с изотропной поляризацией (А сами они являются линейными). Для линейных диэлектриков с изотропной поляризацией электрический момент единицы объема можно представить: $\boxed{\dot{p} = n \cdot \dot{p}_a = n \cdot \alpha \cdot E_a}$ (2), где

α – поляризация частиц вещества, E_a – местная локальная напряженность, действ. на частицу.

$$\boxed{E_a = E + \frac{P}{3 \cdot \varepsilon_0}} \quad (3) - \text{уравнение Лоренца (нейтральные газы и жидкости, слабополярные тв.)}$$

$$\text{Из (1)} \quad E = \frac{P}{\varepsilon_0 \cdot (\varepsilon - 1)}; \quad \text{Из (2)} \quad E_a = \frac{P}{n \cdot \alpha}; \quad \frac{P}{n \cdot \alpha} = \frac{P}{\varepsilon_0 \cdot (\varepsilon - 1)} + \frac{P}{3 \cdot \varepsilon_0} \rightarrow$$

$$\boxed{\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n \cdot \alpha}{3 \cdot \varepsilon_0}} - \text{уравнение Клаузиуса – Моссотти. – уравнение поляризации}$$

Диэлектрическая проницаемость является мерой поляризации диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость зависит от структуры и отдельных частиц входящих в него.

$\varepsilon = v^2, v$ – коэффициент преломления (неполярные твердые д/з с электронной поляризацией?)

Уравнение Клаузиуса – Моссотти справедливо для нейтральных и полярных газов, а также для

нейтральных и слабополярных жидкостей. $\alpha = \alpha_s + \alpha_o$, где

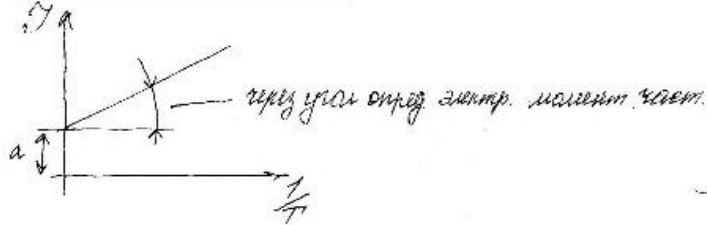
α_s – поляризация, обусловленная смещением эл. оболочек во внешнем э/п (электронная)

α_o – поляризация, обусловленная ориентированием жестких диполей (дипольная)

m – молекулярный вес.

d – удельный вес

$$\alpha_o = \frac{p_o^2}{3 \cdot k \cdot T}; \quad \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{m}{d} = \frac{N_A \cdot \alpha_s}{3 \cdot \epsilon_0} + \frac{N_A}{3 \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{p_o^2}{3 \cdot k \cdot T}$$



$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n \cdot a}{3 \cdot \epsilon_0} \quad \text{— уравнение Клаузиуса – Моссотти. — уравнение поляризации}$$

Диэлектрическая проницаемость является мерой поляризации диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость зависит от структуры и отдельных частиц входящих в него.

$\epsilon = n^2$, n – коэффициент преломления (неполярные твердые д/э с электронной поляризацией?)

Уравнение Клаузиуса – Моссотти справедливо для нейтральных и полярных газов, а также для нейтральных и слабополярных жидкостей. $\alpha = \alpha_s + \alpha_o$, где

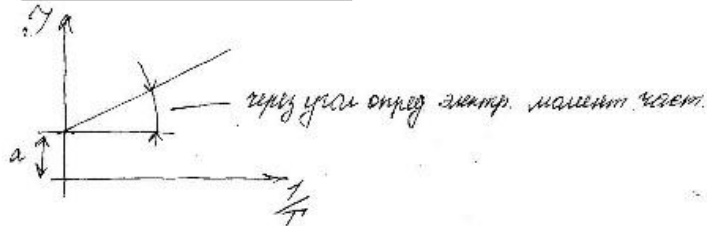
α_s – поляризация, обусловленная смещением эл. оболочек во внешнем э/п (электронная)

α_o – поляризация, обусловленная ориентированием жестких диполей (дипольная)

m – молекулярный вес.

d – удельный вес

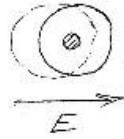
$$\alpha_o = \frac{p_o^2}{3 \cdot k \cdot T}; \quad \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{m}{d} = \frac{N_A \cdot \alpha_s}{3 \cdot \epsilon_0} + \frac{N_A}{3 \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{p_o^2}{3 \cdot k \cdot T}$$



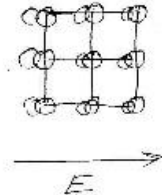
3 [3] Конкретные виды поляризации. Классификация ДЭ в связи с механизмами поляризации.

Виды поляризации:

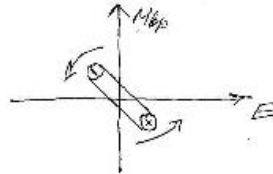
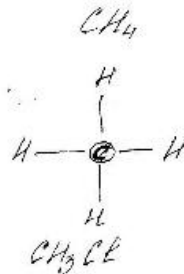
1) Электронная поляризация – смещение электронных оболочек частиц во внешнем электрическом поле. Происходит мгновенно ($\tau = 10^{-15}$ с). Не связана с потерями.



2) Ионная поляризация – смещение положительных ионов относительно отрицательных. ($\tau = 10^{-13}$ с). Не связана с потерями.



3) Дипольная поляризация – ориентация дипольных молекул по полю. Связана с потерями, $\tau > \tau_1 > \tau_2$



4) Электронно-релаксационная – смещение оболочек в том случае, когда электроны возбуждены тепловой энергией.

5) Ионно-релаксационная – смещение заряженных частиц, находящихся в междоузлиях или узлах, но слабосвязанных.

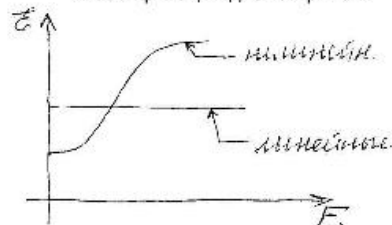
6) Структурная (миграционная) – смещение заряженных частиц примеси или неоднородных включений (самая медленная)

7) Спонтанная – поляризация в материале, имеющем доменную структуру. Внутри домена частицы ориентируются определенным образом. Этот тип определяет высокую ϵ и ее нелинейный характер зависимости от напряженности E .



8) Резонансная – ориентация частиц, собственная частота которых совпадает с частотой внешнего электрического поля.

Классификация диэлектриков.



1) Нейтральные (неполярные) – имеют один тип поляризации – электронный.

- Пример: парафин, полиэтилен. $\epsilon < 2.5$
- 2) Полярные – кроме электронной присуща дипольная поляризация.
Пример: эпоксидная смола. $\epsilon \sim 2.5$
- 3) Ионные соединения – электронная, электронно-релаксационная, ионная, ионно-релаксационная.
 $\epsilon = 4 \div 100$
Пример: а) электронная и ионная (плотно упакованные ионы) – кварц, корунд (Al_2O_3)
б) все 4 типа поляризации – неорганические стекла
- 4) Сегнетоэлектрики – спонтанная поляризация.
Пример: сегнетова соль, $BaTiO_3$, сегнетокерамика.
- 5) Пьезоэлектрики – поляризация под действием механического напряжения
Пример: кварц.
- 6) Электреты – вещества, которые длительное время сохраняют свою поляризацию после снятия электрического поля.**

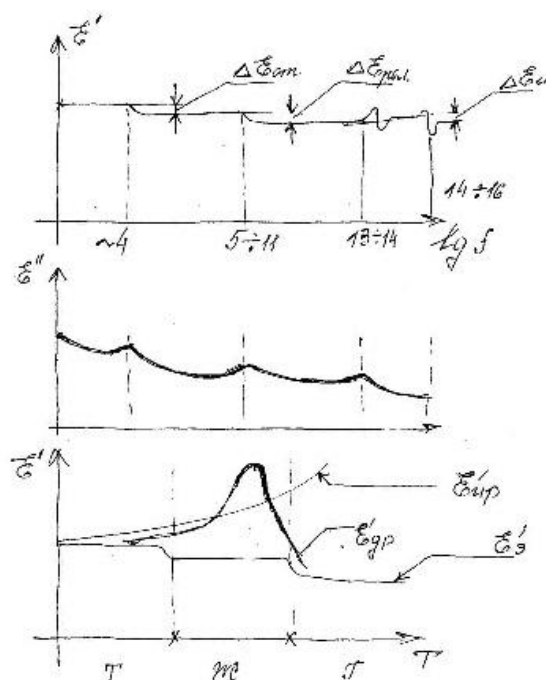
4 [3] Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры и частоты.

$$TK\epsilon \text{ (TKC)}; \quad TK\epsilon = \frac{d\epsilon/dT}{\epsilon}, \quad 1/^\circ C; \quad f_{K\epsilon} = \frac{d\epsilon/df}{\epsilon}, \quad 1/\Gamma_{ц}$$

$\Delta\epsilon_{CT}$ – отвечает за структурную (миграционную) поляризацию

$\Delta\epsilon_{PEL}$ – отвечает за релаксационную поляризацию (ионно- и электронно-релаксационную)

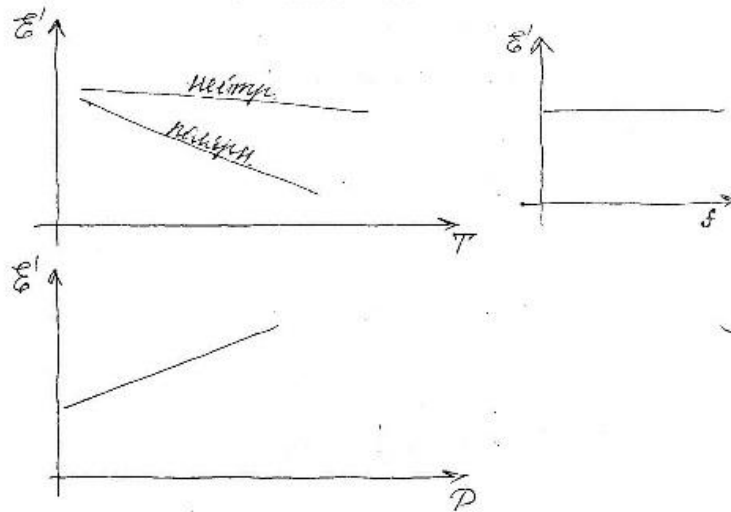
$\Delta\epsilon_{II}$ – отвечает за ионную поляризацию.



5 [2] Диэлектрическая проницаемость газов, жидкостей и твердых тел.

Диэлектрическая проницаемость газа.

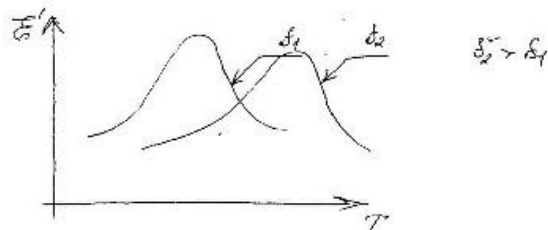
$$\varepsilon \sim 1.0008 \div 1.004$$



Диэлектрическая проницаемость жидких тел.

Нейтральные жидкие диэлектрики в диапазоне температур и частот ведут себя так же, как и нейтральные газы.

Полярные жидкие диэлектрики: обычно увеличенное время релаксации (время установления термодинамического равновесия после снятия внешнего возбуждающего фактора)



Диэлектрическая проницаемость твердых тел.

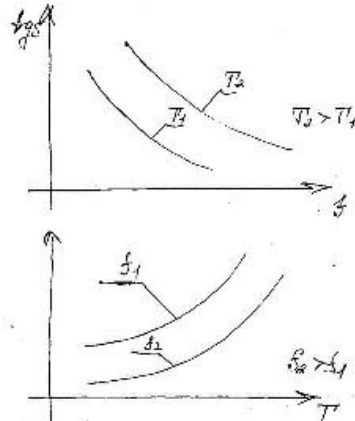
Нейтральные твердые диэлектрики ведут себя так же, как и нейтральные жидкости или нейтральные газы.

Полярные твердые диэлектрики ведут себя так же, как и полярные жидкости.

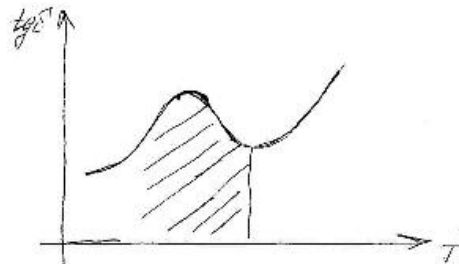
7 [2] Потери в диэлектриках. Схемы замещения конденсаторов.

Разновидности диэлектрических потерь:

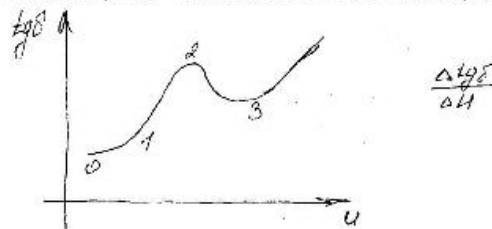
- 1) Потери сквозной проводимости $\sigma = \frac{\varepsilon \cdot f \cdot \operatorname{tg} \delta}{1.8 \cdot 10^{12}} [\text{Ом} \cdot \text{см}]^{-1}$; $\sigma = A \cdot e^{-b/T}$



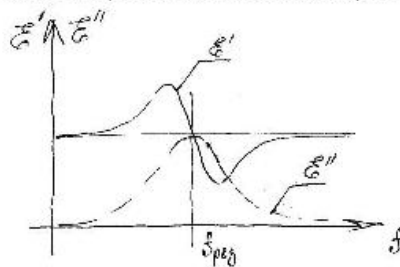
- 2) Релаксационные потери: связаны с потерями на преодоление сил сопротивления, сил связи при ориентации диполей.



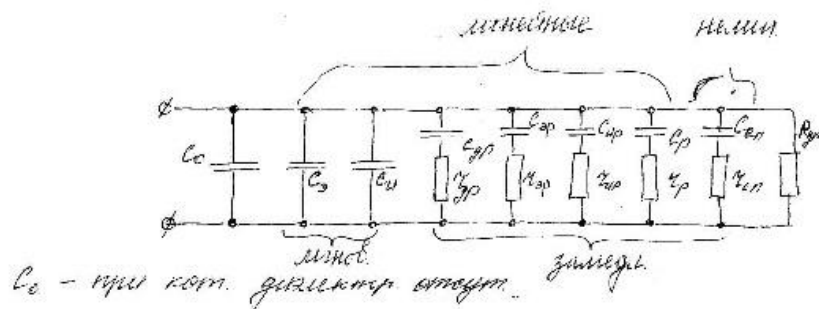
- 3) Ионизационные потери в диэлектриках – следствие наличия газовой фазы в твердом диэлектрике.



- 4) Резонансные потери – связаны с резонансным типом поляризации.



8 [2] Схема замещения конденсатора с диэлектриком.



э – электронная
 и – ионная
 др – дипольно-релаксационная
 эр – электронно-релаксационная
 ир – ионно-релаксационная
 р – релаксационная (?)
 сп – спонтанная

9 Понятие пробоя. Пробой газов и жидких диэлектриков.



Пробой может быть обратимым и необратимым (обратимый – только жидкость и газ).

$$E_{пр} = \frac{U_{пр}}{d}$$

Пробой газообразных диэлектриков.

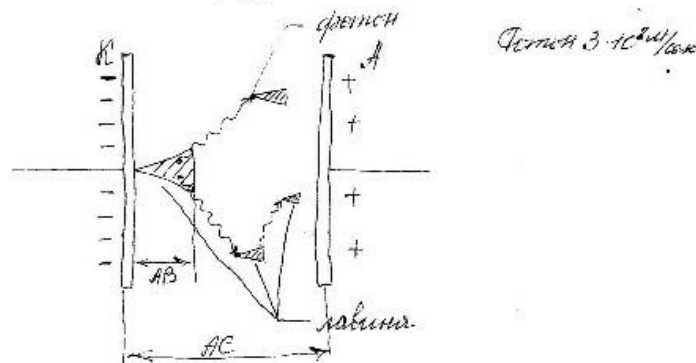
Пробой в газообразных диэлектриках является следствием ударной ионизации и фотоионизации. В

воздухе содержание $10^3 \frac{1}{\text{см}^3}$;

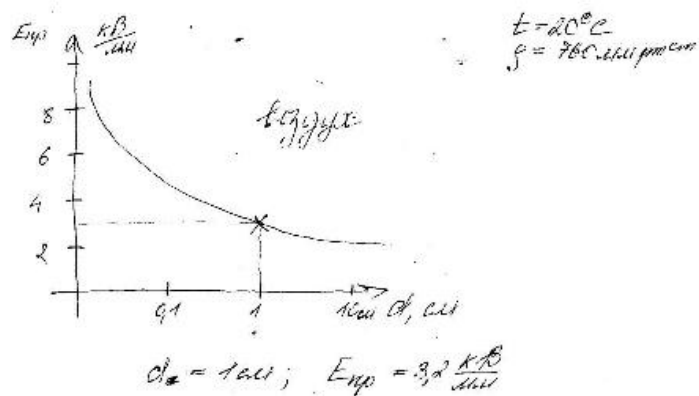
$$W_{\text{ион}} = q \cdot E \cdot \lambda = q \cdot U_{\text{ион}}; \quad U_{\text{ион}} - \text{напряжение на свободном пробеге.}$$

$$U_{\text{ион}} = \frac{W_{\text{ион}}}{q}; \quad U_{\text{ион}} \approx 4 \div 25 \text{ В};$$

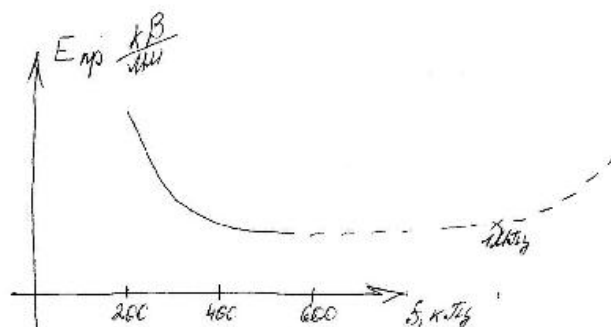
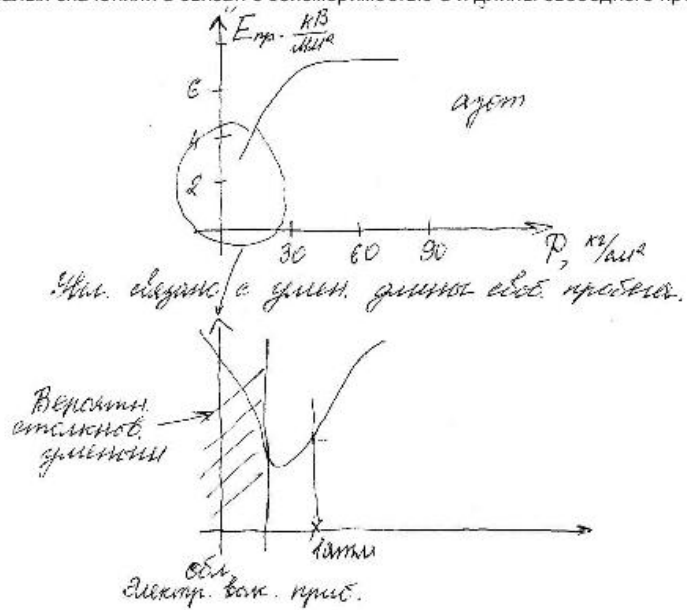
$$V = 600 \cdot \sqrt{U}, \text{ где } U = [\text{В}], \text{ а } V = \left[\frac{\text{км}}{\text{сек}} \right] \quad \text{порядок } 1000 \text{ км/сек.}$$



При приложении напряжения между электродами и при его увеличении до определенной величины начинается образование лавины. Наибольшая вероятность их образования у катода (с катода стекают электроны). Электроны ионизируют молекулы при столкновении, но в некоторых случаях происходит не ионизация, а возбуждение электрона в молекуле. Возвращаясь в устойчивое состояние, электроны в молекулах испускают квант света. Фотон поглощается другой молекулой, ионизируя ее. Таким образом происходит особо быстрое развитие процесса. Лавины, нагоняя друг друга, образуют каналы повышенной проводимости. Наибольшее развитие лавины получают у анода. Здесь имеет место максимальная концентрация положительных ионов, при достижении 10^{18} происходит очень интенсивная фотоионизация. Образуется сгусток положительно заряженных ионов, в головку которого втягивается электрон. Далее он (сгусток) движется к катоду, бомбардирует его, образуя катодное пятно и выбивая электрон. Процесс повторяется.



Рост $E_{пр}$ при малых значениях d связан с соизмеримостью d и длины свободного пробега.



В диапазоне 150 – 400 кГц резко падает электрическая плотность. Это падение связано с искажением электрического поля сгустком положительных частиц.

Рост электрической плотности связан с трудностью развития пробоя за очень короткое время полупериода колебаний.

Пробой жидких диэлектриков.

Пробой жидких диэлектриков в значительной степени зависит от чистоты.

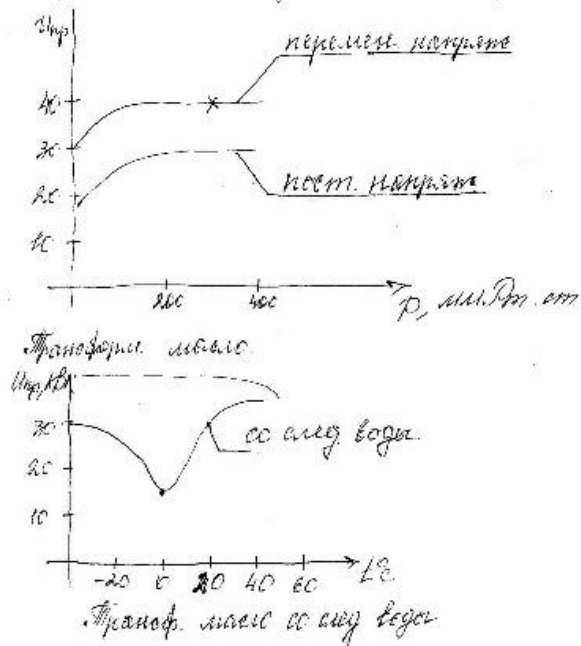
- 1) Загрязненные жидкие диэлектрики (содержат механические загрязнения, следы воды, растворенные газы)
- 2) Технически чистые (механических загрязнений нет, отфильтр., нет следов воды)
- 3) Особо тщательно очищенные (дегазированы)

Пробой загрязненных ж. диэлектриков.

Справедлива тепловая теория пробоя. В загрязн. ж/д при приложении внешнего электрического поля образуются цепочки, аналогичные тем, которые образуются при поляризации. В местах наибольшего скопления примесей электропроводность выше, ток больше и больше количество выделяемого тепла. В результате конвекции электрическая прочность может восстанавливаться.

Пробой технически чистого ж. диэлектрика.

Справедлива ионизационная теория пробоя. При подаче соответствующего напряжения на электроды происходит ионизация газовых включений и локальный рост напряженности электрического поля, что ведет к дополнительному газоотделению, еще большей ионизации и т.д.



Пробой тщательно очищенных ж. диэлектриков.

Справедлива чисто электронная теория пробоя.

В жидких диэлектриках так же, как и в газах, не полн. пробой или корона.

10 Пробой твердых диэлектриков.

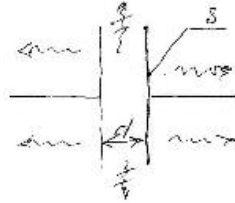
Различают: электрический, тепловой, электрохимический.

В твердых диэлектриках электрический пробой протекает в 2 стадии (при постоянной напряженности или низкой частоте, низкой температуре и малых толщинах):

- 1) Нарастание электропроводности, нарушение электроизоляционных свойств.
- 2) Разрушение (необратимое)

Тепловой пробой.

Имеет место в том случае, когда количество выделяемого тепла в единицу времени больше того количества тепла, которое отдается от диэлектрика в окружающую среду.

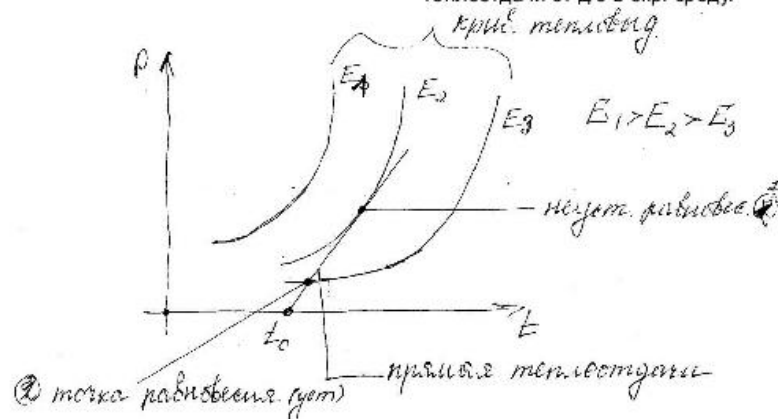


P_a – количество тепла. $P_a = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta$; $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[a \cdot (t - t_0)]$; $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$;

$$P_a = \frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[a \cdot (t - t_0)]}{1.8 \cdot 10^{10} \cdot d}$$

P_t – мощность отводимая; $P_t = 2 \cdot \lambda \cdot \delta \cdot (t - t_0)$, где t_0 – температура окр. среды

t – температура диэлектрика
 λ – эффективный коэффициент теплоотдачи от д/э в окр. среду.



Точка 1. $P_a = P_t$;

Точка 2. $\frac{\partial P_a}{\partial t} = \frac{\partial P_t}{\partial t}$;

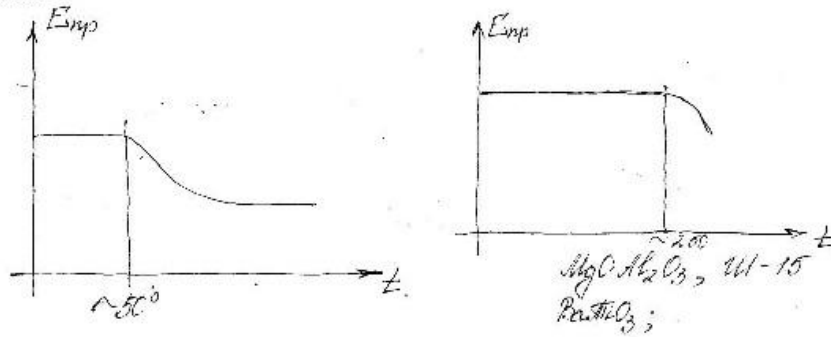
$$\frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[a \cdot (t - t_0)]}{1.8 \cdot 10^{10} \cdot d} : 2 \cdot \lambda \cdot \delta \cdot (t - t_0) = \frac{1}{1} : \frac{1}{t - t_0}$$

$$\frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[a \cdot (t - t_0)]}{1.8 \cdot 10^{10} \cdot d} : 2 \cdot \lambda \cdot \delta = \frac{1}{t - t_0}$$

Решая относительно U, получим:

$$U_{np} = K \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda \cdot S \cdot (t - t_0) \cdot d}{f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0}} = K \cdot \sqrt{\frac{\lambda \cdot d}{f \cdot \varepsilon \cdot a \cdot \operatorname{tg} \delta_0}}; \quad K = 1.15 \cdot 10^5$$

При тепловом пробое U_{np} или E_{np} зависит не только от качества диэлектрика, но и от условий охлаждения.



Электрохимический пробой – имеет место в том случае, если в диэлектрике развиваются электролитические процессы, которые ведут к старению.

2 Нормальные колебания кристаллической решетки.

Атомы твердых тел совершают тепловые колебания около положений равновесия. Вследствие взаимного влияния их друг на друга, характер этих колебаний является *крайне сложным* и точное описание его представляет огромные трудности. Поэтому прибегают к приближенным методам и различного рода упрощениям в решении этой задачи.

Гармоническое приближение

Прежде всего используют тот факт, что смещения частиц от положения равновесия при тепловых колебаниях (s) являются *малыми* по сравнению с параметром решетки a (s обычно не превышает нескольких процентов от a). Это позволяет силы взаимодействия между частицами F считать в первом приближении *пропорциональными* смещениям s :

$$F = -fs$$

где f — упругая постоянная. Такое приближение называется *гармоническим*, так как под действием упругой силы тела совершают гармонические колебания.

Пользуясь гармоническим приближением, можно составить уравнения движения колеблющихся частиц. Эти уравнения будут иметь следующий вид:

$$M\ddot{s}_n = F_n$$

где M — масса частицы; $\ddot{s}_n$ — ускорение ее движения; F_n — результирующая сила, действующая на данную частицу со стороны всех остальных частиц кристалла. Таких уравнений будет $3N$ в соответствии с $3N$ степенями свободы, которыми обладают частицы кристалла. Чтобы определить смещение любой из них, необходимо решить эту систему взаимно зацепляющихся уравнений, что для реального кристалла, состоящего из огромного числа атомов, является практически безнадежной задачей. Поэтому прибегают к следующему *упрощению*. Вместо того, чтобы описывать индивидуальные колебания частиц, рассматривают их *коллективное* движение в кристалле, как в пространственно упорядоченной системе. Такое упрощение основывается на том, что вследствие действия мощных сил связи колебание, возникшее у данной частицы, немедленно передается соседним частицам и в кристалле возбуждается *коллективное* движение в форме упругой волны, охватывающее все частицы кристалла. Такое коллективное движение называется *нормальным колебанием* решетки. Число подобных колебаний, которое может возникнуть в решетке, равно числу степеней свободы частиц кристалла ($3N$). В каждом из них на равных основаниях участвуют все атомы кристалла; с другой стороны, каждый атом участвует одновременно во всех $3N$ нормальных колебаниях решетки.

На рис. 4.14, б показано несколько нормальных колебаний, которые могут возникнуть в линейной цепочке, состоящей из одинаковых атомов, способных колебаться в направлении, перпендикулярном к длине цепочки. Такую цепочку можно рассматривать как струну. Если концы цепочки закреплены, то основное колебание ее, отвечающее самой низкой частоте $\omega_{\min}$, соответствует возникновению стоячей волны с узлами на концах (кривая 1). Следующему колебанию отвечает стоячая волна с узлами не только на концах, но и на середине цепочки (кривая 2). Третьему колебанию, или, как говорят, третьему обертому соответствует стоячая волна с двумя узлами, делящими цепочку на три равные части (кривая 3) и т. д. Очевидно, что самая короткая длина волны, которая может возникнуть в такой цепочке, будет равна удвоенному расстоянию между атомами цепочки (рис. 4.14, в):

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

Ей отвечает максимальная частота $\omega_{\max}$, связанная с длиной волны $\lambda_{\min}$ следующим соотношением:

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

где c — скорость распространения волн (звука) в цепочке.

Минимальная частота колебаний цепочки равна:

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

где L — длина цепочки.

Из последних двух формул видно, что объем не является константой материала и зависит от размера цепочки (тела); что же касается ($\omega_{\max}$ то она является константой, определяемой межатомным расстоянием и скоростью распространения нормальных колебаний.

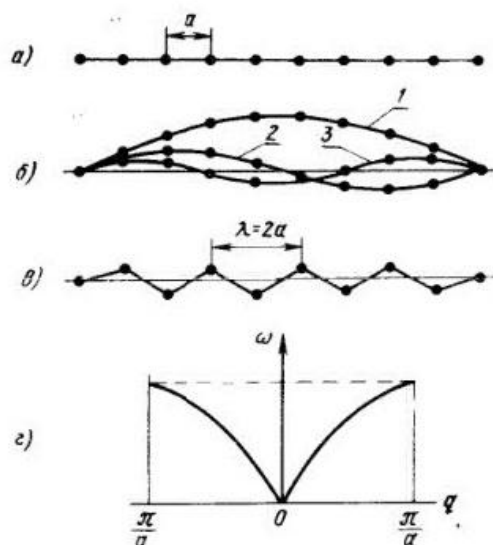


Рис. 4.14. Нормальные колебания линейной цепочки, состоящей из одинаковых атомов:

a — линейная цепочка; *b* — нормальные колебания цепочки; *в* — нормальные колебания цепочки, отвечающие самой короткой длине волны (наибольшей частоте); *г* — дисперсионные кривые, выражающие зависимость частоты нормальных колебаний цепочки от волнового вектора.

Если принять $a = 3,6 \cdot 10^{-10}$ м (постоянная решетки меди) и $c = 3550$ м/с (скорость звука в меди), то для $\omega_{\text{макс}}$ получим: $\omega_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Это соответствует частоте колебаний атомов в твердом теле.

Для характеристики волновых процессов удобно пользоваться волновым вектором q , по направлению совпадающим с направлением распространения колебаний и по величине равным:

$$q = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Следует, что $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$. Поэтому

$$q = \frac{\omega}{c} \text{ или } \omega = qc$$

На рис. 4.14,г показана зависимость частоты нормальных колебаний, возникающих в линейной цепочке однородных атомов, от волнового вектора q .

При возрастании q от 0 до $\frac{\pi}{a}$ частота нормальных колебаний увеличивается и при $q = \frac{\pi}{a}$ т.е. при $\lambda = 2a$ достигает максимальной величины, равной $\omega_{\text{макс}} = \pi \left(\frac{c}{a} \right)$.

Подобного рода кривые, выражающие зависимость частоты колебаний от волнового вектора (от длины волны), называются дисперсионными кривыми.

3 Распределения нормальных колебаний по частотам.

Спектр нормальных колебаний решетки

Одним из основных вопросов теории колебаний решетки является вопрос о распределении нормальных колебаний по частотам. Свое рассмотрение мы ограничим решетками Бравэ, в которых могут возникать лишь акустические колебания. Начнем, как и ранее, с простейшей модели кристалла — линейной цепочки атомов.

Длины волн нормальных колебаний, которые могут возникать в такой цепочке, равны:

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

где L — длины цепочки; N — число атомов в ней. Число нормальных колебаний z с длиной волны, равной или большей λ_n , равно, очевидно, n :

$$z = n = \frac{2L}{\lambda_n}$$

Аналогичным образом, число стоячих волн в трехмерном кристалле объемом V (например, в кубе с ребром L и объемом L^3), обладающих длиной, равной или большей λ , должно равняться:

$$z = \left(\frac{2L}{\lambda}\right)^3 = 8 \frac{V}{\lambda^3}$$

Более строгий расчет показывает, что

$$z = 4\pi \frac{V}{\lambda^3}$$

Так как $\lambda = 2\pi \left(\frac{c}{\omega}\right)$, где c — скорость звука, то

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

Дифференцируя это выражение, получим:

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

Последняя формула выражает число нормальных колебаний, заключенное в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$. Функция

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

определяет плотность заполнения спектрального участка $d\omega$ нормальными колебаниями, а, следовательно, и частотный спектр этих колебаний. Она называется *функцией распределения нормальных колебаний*.

В соответствии с тем, что спектр нормальных колебаний решеток Бравэ ограничивается $3N$ акустическими колебаниями, функция распределения $g(\omega)$ должна удовлетворять следующему условию нормировки:

$$\int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega = 3N$$

Где ω_D — максимальная частота, ограничивающая спектр нормальных колебаний сверху.

Подставив предпоследнюю формулу в последнюю и проинтегрировав, получим:

$$\frac{V}{2\pi^2} \cdot \frac{\omega_D^3}{c^3} = 3N$$

Отсюда находим:

$$\omega_D = \left(\frac{3N}{V} 2\pi^2 c^3\right)^{\frac{1}{3}}$$

частота ω_D называется *характеристической дебаевской частотой*.

Температура

$$\theta = \frac{\hbar \omega_D}{k}$$

называется *характеристической температурой Дебая*. Здесь k — постоянная Больцмана.

Подставив c^3 , получим:

$$g(\omega) = 9N \frac{\omega^2}{\omega_D^3}$$

1 Нормальные осцилляторы. Фононы. Теплоемкость кристалла.

Нормальные осцилляторы

Каждое нормальное колебание несет с собой порцию энергии и импульса. В теории колебаний доказывается, что энергия нормального колебания решетки равна энергии осциллятора, имеющего массу, равную массе колеблющихся атомов, и колеблющегося с частотой, равной частоте нормального колебания:

$$E_{\text{норм.колебания}} = E_{\text{норм.осциллятора}}$$

Такие осцилляторы называются *нормальными*.

Полная энергия кристалла, в котором возбуждены все $3N$ нормальных колебаний, равна:

$$E = \sum_i^{3N} E_i$$

Таким образом, полная энергия кристалла, состоящего из атомов, совершающих связанные колебания, равна энергии $3N$ независимых нормальных линейных гармонических осцилляторов. В этом смысле система из N связанных колеблющихся атомов эквивалентна набору из $3N$ нормальных осцилляторов и задача об определении средней энергии такой системы сводится к более простой задаче об определении средней энергии $3N$ нормальных осцилляторов.

Следует подчеркнуть, что нормальные осцилляторы не имеют ничего общего с реальными атомами, кроме одинаковой массы. Каждый осциллятор представляет одно из нормальных колебаний решетки, в котором участвуют все атомы кристалла, совершая его с одной и той же частотой ω .

Фононы

Энергия квантового осциллятора квантована — она может принимать лишь следующий ряд дискретных значений:

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

Поэтому квантоваться должна и энергия нормальных колебаний решетки, причем допустимые значения для нее определяются также соотношением выше. Минимальной порцией или квантом энергии таких колебаний является

$$\varepsilon = \hbar \omega$$

Этот квант называется *фононом*.

Можно провести аналогию между фононами и фотонами. Подобно тому, как электромагнитное поле излучения, заполняющее, например, полость абсолютно черного тела, можно трактовать как набор световых квантов—фотонов, поле упругих колебаний, заполняющих кристалл, можно рассматривать как совокупность квантов нормальных колебаний решетки — фононов. Как и фотон, фонон обладает не только энергией, но и импульсом:

$$p = \hbar q$$

Однако фононы не являются частицами в обычном смысле. Появляясь в результате квантования нормальных колебаний, они представляют собой *корпускулярный аспект* описания коллективных волновых движений, охватывающих весь кристалл (упорядоченный коллектив). Поэтому они существуют лишь постольку, поскольку существует сам упорядоченный коллектив. Фононы не могут быть «вынуты» из кристалла и исчезают вместе с разрушением кристалла. Такого рода элементарные возбуждения кристалла принято называть квазичастицами. В гармоническом приближении, в котором нормальные колебания решетки являются независимыми, взаимодействие между фононами равно нулю и они образуют *идеальный газ*. Поэтому в динамическом отношении кристалл можно рассматривать как *идеальный газ фононов*.

Функция распределения для фононов

В зависимости от степени возбуждения нормальных осцилляторов (от величины амплитуды нормальных колебаний решетки) каждый из них «испускает» то или иное число одинаковых фононов. Так, если осциллятор находится на 3-м возбужденном уровне, то его энергия равна

$$E_3 = \left(3 + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega$$

это означает, что данный осциллятор «породил» 3 одинаковых фонона с энергией $\hbar \omega$ каждый.

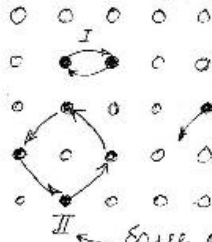
Поделив среднюю энергию осциллятора (2.89) на энергию фонона $\hbar \omega$, получим *среднее число фононов* $\bar{n}(E)$, обладающих данной энергией E :

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

Функция $f(E)$ представляет собой, очевидно, функцию распределения фононов по энергиям (по частотам). Она совпадает с функцией распределения Бозе — Эйнштейна. Это свидетельствует о том, что фононы образуют вырожденный бозе-газ.

3 [2] Диффузия (дефекты по Френкелю и Шоттки).

Температура Таммана – половина от температуры плавления и выше (в кельвинах!). При высоких температурах энергия колебаний частиц может достигать величины энергии активации, т.е. становится возможен перескок атома из узла в междоузлие.



Более странный с точки зрения термодинамики.

При температуре выше $T_{\text{Таммана}}$ имеет место перемешивание частиц кристалла. Дефекты кристаллической структуры, особенно дислокации (в них конц. вакансий велика), играют большую роль в диффузии. Механизм диффузии по междоузлиям и вакансиям был разработан Френкелем. Дефект по Френкелю – перемещение атома/иона в междоузлие. Дефект по Шоттки – образование и перемещение вакансий.

$$n_{\Phi} = \sqrt{NM} \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{активации}}}{2kT}},$$

где n_{Φ} – концентрация дефектов по Френкелю

N – концентрация частиц/атомов в узлах

M – концентрация междоузлий

$\Delta W_{\text{активации}}$ – энергия, необх. для перемещения в междоузлие.



*Вакансия
крат. в
литер. кристалл.*

$$n_{\text{Ш}} = N \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{активации}}}{2kT}},$$

где $n_{\text{Ш}}$ – концентрация дефектов по Шоттки

N – концентрация частиц/атомов в узлах

$\Delta W_{\text{активации}}$ – энергия образования вакансий.

Атомистический метод определения диффузии:

$$(*) \quad \tau = \tau_0 \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{2kT}} \text{ – время, в течение которого частица находится в установившемся состоянии.}$$

$\tau_0 \approx 10^{-13}$ с – постоянная, равная периоду собственных колебаний в узлах решетки.

$\Delta W_{\text{акт}} = \Delta W_0 - \gamma T$ – с увеличением температуры энергия активации уменьшается.

$V = \delta / \tau$, δ – расстояние между двумя установившимися состояниями.

В МКТ газов $D = \frac{VL}{3} = \frac{L^2}{3\tau}$, где L – длина свободного пробега.

$$(**) \quad D = a \frac{a^2}{\tau}, \text{ где } a \text{ зависит от геометрии решетки.}$$

Для междоузельного механизма диффузии: • гранецентрированный куб $a = 1/12$

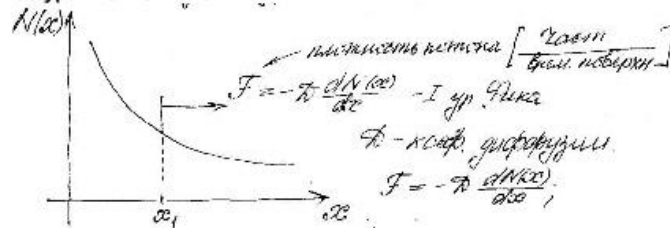
• объемноцентрированный куб $a = 1/24$

Для вакансионного механизма диффузии: • $a = 1/8$

$$\text{Из } (*) \text{ и } (**) \text{ получаем } D = a \frac{a^2}{\tau_0} \cdot e^{-\frac{\Delta W_{\text{акт}}}{2kT}} \text{ – видно, что } D \text{ зависит от температуры.}$$

$$\Delta W_{\text{акт}} \approx 4 \sim 5 \text{ эВ}$$

4 [3] Диффузия. Первое уравнение Фика.



$$F = -D \frac{dN(x)}{dx} \quad \text{— I уравнение Фика. } D \text{ — коэффициент диффузии.}$$

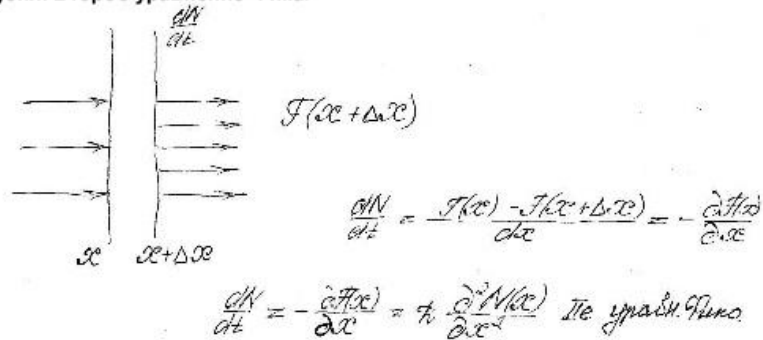
$$F \text{ — плотность потока } \left[\frac{\text{частицы}}{\text{время} \cdot \text{поверхность}} \right] = [\text{см}^2 \cdot \text{с}]^{-1}$$

Также D: а) Плотность потока при градиенте концентрации = 1, и (самое важное)

б) Мера скорости, с которой система способна выровнять разность концентраций.

Скорость диффузии зависит от диффузанта, материала, в кот. проводится диффузия, от температуры.

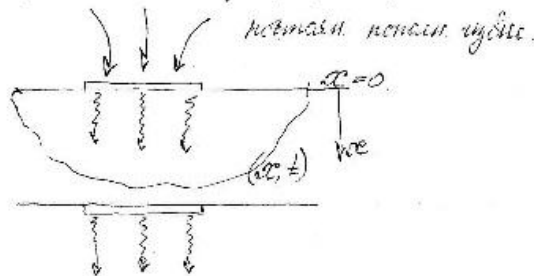
5 [3] Диффузия. Второе уравнение Фика.



$$\frac{dN}{dt} = D \cdot \frac{\partial^2 N(x)}{\partial x^2} \quad \text{— II уравнение Фика.}$$

1 [2] Диффузия из бесконечного источника.

Диффузия – перемещение частиц в направлении убывания их концентрации. Движущая сила – наличие градиента концентрации. Стабильность в приборах – примесь замещения, а не внедрения.

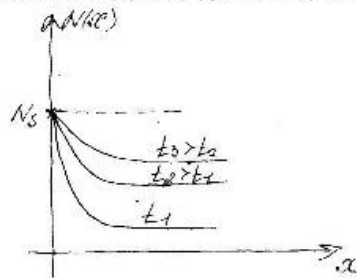


Бесконечный источник – это такое состояние системы, когда количество примесей, уходящих из приповерхностного слоя n/n в его объем, равно количеству примесей, поступающих в приповерхностный слой. $N(x, t)$ – концентрация диффундирующей примеси на любой глубине x ($x = 0$ на поверхности) в любой момент времени t . N_s – приповерхностная концентрация, поддерживаемая постоянной в течение всего процесса.

$$\begin{aligned} N(x, 0) &= 0 && \text{при } x > 0, t = 0 \\ N(0, t) &= N_s && \text{при } x = 0, t \geq 0 \\ N(\infty, t) &= 0 && \text{при } x \rightarrow \infty, t \geq 0 \end{aligned}$$

Решая II уравнение Фика при НУ и граничных У получаем: $N(x, t) = N_s \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)$, где erfc –

дополненная до единицы функция ошибок. Следовательно, распределение примеси определяется ее приповерхностной концентрацией N_s , коэфф. диффузии D и временем t .



$N(x, t) = N_s \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_1 t_1 + D_2 t_2}}\right)$ – при прерывании и возобновлении диффузии через некоторый промежуток времени.

Плотность потока примесных атомов через поверхность $x = 0$:

$$F(t) = -D \frac{dN(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{DN_s}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} = N_s \sqrt{\frac{D}{\pi \cdot t}}$$

$$Q = \int_0^t F(t) dt = 2N_s \sqrt{\frac{D \cdot t}{\pi}}$$

Диффузия из бесконечного источника используется для получения областей эмиттера.

2 [2] Диффузия из ограниченного источника.

Диффузия из ограниченного (конечного) источника состоит из двух стадий – загонки и разгонки.

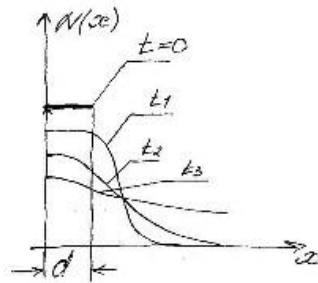


Градиент концентрации $\left. \frac{\partial N(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$, при $t \geq 0$ (поступления примеси нет)

Начальное условие $N(x,0):$ $N_s; 0 \leq x \leq d$
 $0; x \geq d$

Решая II уравнение Фика: $N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi \cdot D \cdot t}} \exp \left[- \left(\frac{x}{2\sqrt{D \cdot t}} \right)^2 \right]$

Диффузия из ограниченного источника используется для получения области базы.



Существенное влияние на диффузионный процесс оказывает:

- 1) кристаллическая структура полупроводника и **чистота** поверхности
- 2) При изменении температуры на единицы градусов коэффициент диффузии может меняться в несколько раз, поэтому обычно температуру выдерживают в диапазоне $1000^\circ - 1300^\circ$ с точностью 0.5°
- 3) Необходимо точно выдерживать время процесса диффузии.

Тонкие пленки. Физические процессы в тонких пленках. (+ сюда можно добавить тонкие металлические пленки (см выше))

Пленки: **1)** очень тонкие (до 10нм), **2)** тонкие (от 10нм до 1мкм), **3)** толстые (до 100мкм)

Структура пленок обуславливается процессом их заорождения и роста.

Зародышем называют минимальное количество новой фазы, способной к самостоятельному существованию и находящееся в равновесии с пересыщенной исходной фазой. Зародыш является устойчивым образованием и называется центром кристаллизации. Зародыш образуется, если прилетающие из газовой фазы атомы адсорбируются на поверхности (действуют силы Ван-Ваальса). Зародыш и адсорбированные атомы могут мигрировать по подложке, объединяться. Когда число объединенных атомов больше критического, образуются центры конденсации. В первоначальный момент происходит интенсивное образование центров конденсации. Объединяясь, они становятся островками.

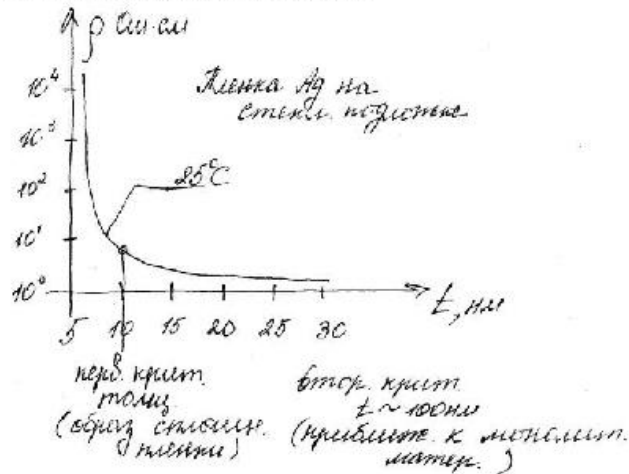
В дальнейшем образование центров коденсации не происходит. Происходит разрастание островков, увеличение коэффициента покрытия подложки. На этом этапе пленка несплошная. Далее при напылении и большем расходе материала, пленка превращается в сплошную. После этого наблюдается лишь рост толщины пленки.

Существуют понятия гомогенного и гетерогенного зародышеобразования.

Гомогенное – образование зародышей чистых элементов на подложке из этих же элементов.

Гетерогенное – пленка одного чистог элемента осаждается на подложке из другого элемента.

Влияние толщины на сопротивление:

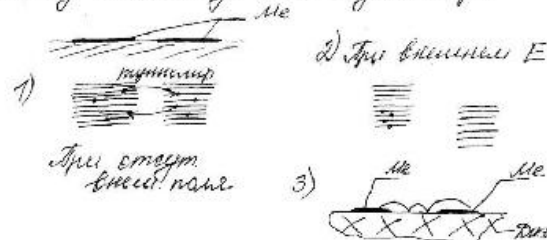


Электропроводность тонких(металлических пленок)

Пленки: **1)** очень тонкие (до 10нм), **2)** тонкие (от 10нм до 1мкм), **3)** толстые (до 100мкм)

Существует два объяснения электропроводности несплошных (тонких) пленок: надбарьерная эмиссия и туннелирование.

При малой толщине пленки до 5 нм туннелирует:



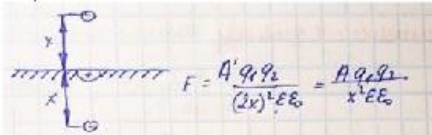
Во втором случае напротив занятых уровней 1ого островка оказываются незанятые 2ого.

Надбарьерная эмиссия:



Плотность тока эмиссии $J = AT^2 e^{-\phi_m/kT}$

В этом случае к уменьшению барьера приводят силы зеркального взаимодействия зарядов двух островков.



Помимо зеркального взаимодействия, следует учитывать также и влияние электрического поля над поверхностью островков:

$$\phi = AT^2 e^{-\frac{(\phi_m - eEx)}{kT}} \rightarrow \phi_{\text{эф}}$$

$$\phi_{\text{эф}}(E) = \phi_m - 2 \left(\frac{q^3 E}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{1/2}$$

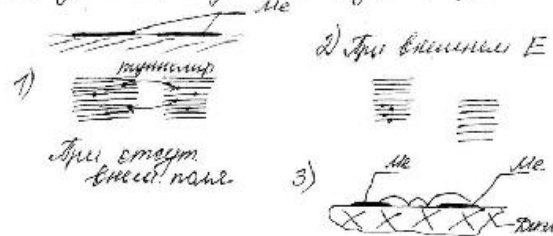
$$\phi = AT^2 e^{-\frac{\phi_m - 2 \left(\frac{q^3 E}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{1/2}}{kT}}$$

Электропроводность тонких (металлических пленок)

Пленки: 1) очень тонкие (до 10 нм), 2) тонкие (от 10 нм до 1 мкм), 3) толстые (до 100 мкм)

Существует два объяснения электропроводности несплошных (тонких) пленок: надбарьерная эмиссия и туннелирование.

При малой пленке до 10 нм туннелирует:



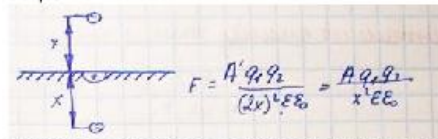
Во втором случае напротив занятых уровней 1-го островка оказываются незанятые 2-го.

Надбарьерная эмиссия:



Плотность тока эмиссии $j = A T^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}$

В этом случае к уменьшению барьера приводят силы зеркального взаимодействия зарядов двух островков.



Помимо зеркального взаимодействия, следует учитывать также и влияние электрического поля над поверхностью островков:

$$\phi = A T^2 e^{-\frac{(\phi_0 - \Delta\phi)}{kT}}$$

$$\Delta\phi(E) = \phi_0 - 2 \left(\frac{q^3 E}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$$

$$\phi = A T^2 e^{-\frac{\phi_0 - 2 \left(\frac{q^3 E}{\epsilon_0} \right)^{1/2}}{kT}}$$

Сплошные металлические пленки: в них необходимо учитывать **размерные эффекты**, которые являются причиной конечности толщины пленки и особенности толщины в этой пленке. Учитывая влияние поверхности пленки на длину свободного пробега, выведем лээф:

Если $t < \lambda_{св}$

Если $t > \lambda_{св}$ (тогда не учитываем поверхность)

$$\lambda_{св} = t \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{св}}{t} \right) \right]$$

получаем: $\sigma = \frac{1}{4} \frac{q^2 n}{m v_F} \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{св}}{t} \right) \right]$

$$\frac{\sigma_{плоская}}{\sigma} = \frac{t}{\lambda_{св}} \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{св}}{t} \right) \right]$$

Это выражение справедливо для электронов, которые

начинают свое движение с нижней поверхности пленки. Реально необходимо учитывать тот факт, что электроны, летящие во сферическом угле 2ψ , также испытывают столкновения. Чтобы это учесть, точку «старта» O сдвигают вглубь пленки (см второй рис точка O')

- для толстых пленок $\frac{t}{\lambda_{cb}} > 1$.

$$\frac{\sigma_{племки}}{\sigma} = \left[1 + \frac{3}{8} \frac{t}{\lambda_{cb}} \right]^{-1}$$

- для тонких пленок (5 нм - 100 нм)

$$\frac{t}{\lambda_{cb}} \ll 1$$

$$\frac{\sigma_{племки}}{\sigma} = \frac{4}{3} \frac{\lambda_{cb}}{t} \left(0,423 + \ln \frac{\lambda_{cb}}{t} \right)^{-1}$$

Сплошные металлические пленки: в них необходимо учитывать **размерные эффекты**, которые являются причиной конечности толщины пленки и особенности толщины в этой пленке. Учитывая влияние поверхности пленки на длину свободного пробега, выведем ЛЭФФ:

Учитывая $V_{ФФ} > V_{ФФ}$ (фактически перпендикулярно)

$$\lambda_{eff} = t \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{cb}}{t} \right) \right]$$

поправку: $\theta = \frac{1}{2} \frac{q^2 n}{m v} \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{cb}}{t} \right) \right]$

$$\frac{\sigma_{племки}}{\sigma} = \frac{t}{\lambda_{cb}} \left[1 + \ln \left(\frac{\lambda_{cb}}{t} \right) \right]$$

Это выражение справедливо для электронов, которые начинают свое движение с нижней поверхности пленки. Реально необходимо учитывать тот факт, что электроны, летящие во сферическом угле 2ψ , также испытывают столкновения. Чтобы это учесть, точку «старта» O сдвигают вглубь пленки (см второй рис точка O')

- для толстых пленок $\frac{t}{\lambda_{cb}} > 1$.

$$\frac{\sigma_{племки}}{\sigma} = \left[1 + \frac{3}{8} \frac{t}{\lambda_{cb}} \right]^{-1}$$

- для тонких пленок (5 нм - 100 нм)

$$\frac{t}{\lambda_{cb}} \ll 1$$

$$\frac{\sigma_{племки}}{\sigma} = \frac{4}{3} \frac{\lambda_{cb}}{t} \left(0,423 + \ln \frac{\lambda_{cb}}{t} \right)^{-1}$$