

«Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана»

Кафедра РЛ1 «Радиоэлектронные системы и устройства»



Радиоматериалы и радиокомпоненты

Физические основы микроэлектроники

Преподаватель: ***Литун Яна Борисовна***

+7 916 938 37 16

LitunY@yandex.ru

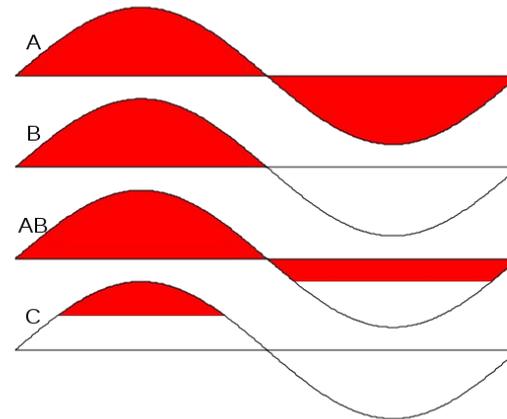
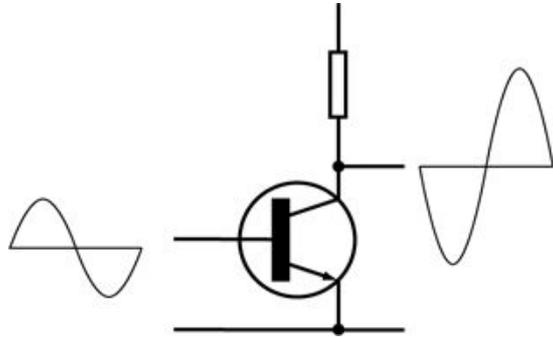
Классификация ИМС по виду обрабатываемого сигнала

Аналоговые

Цифровые

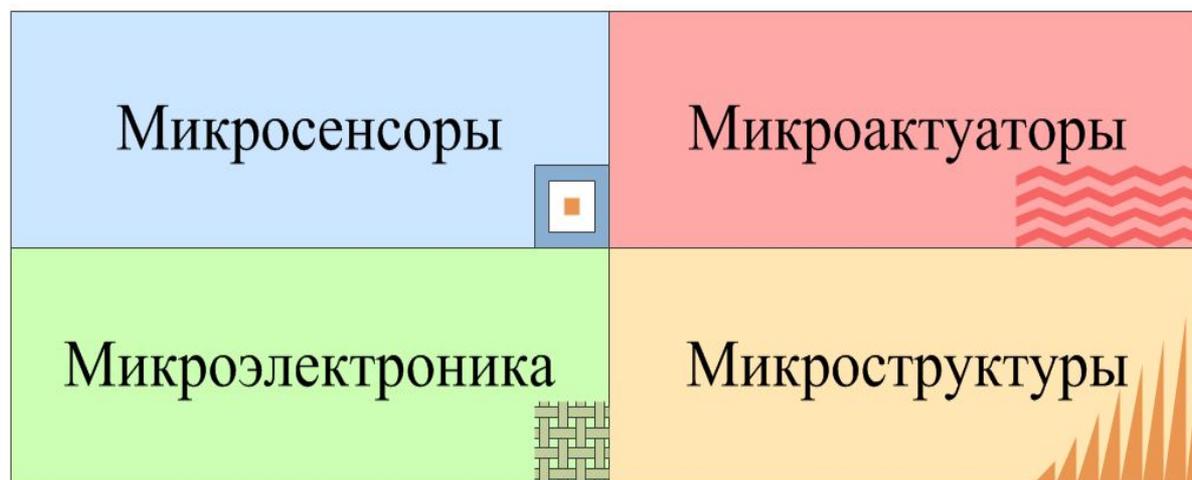
Аналого-цифровые

Аналоговые микросхемы — входные и выходные сигналы изменяются по закону непрерывной функции в диапазоне от положительного до отрицательного напряжения питания.



Основные компоненты МЭМС

Микроэлектромеханические системы (МЭМС) – технологии и устройства, объединяющие в себе микроэлектронные и микромеханические компоненты.



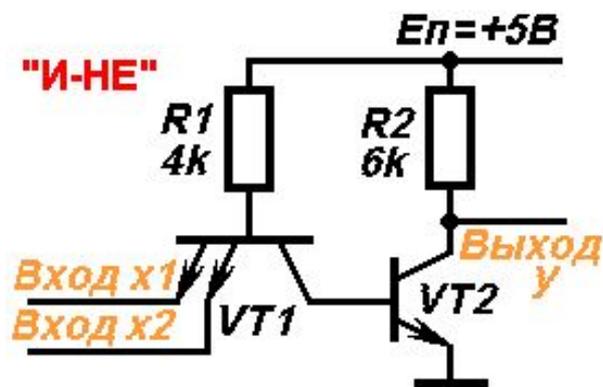
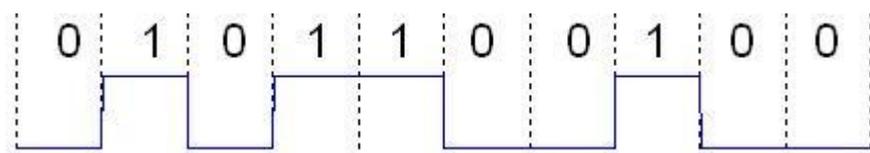
МЭМС состоят из компонентов в пределах от 1 до 100мкм,
МЭМС устройства находятся в диапазоне размером от 20мкм до 1мм.

МЭМС датчики с чувствительными элементами

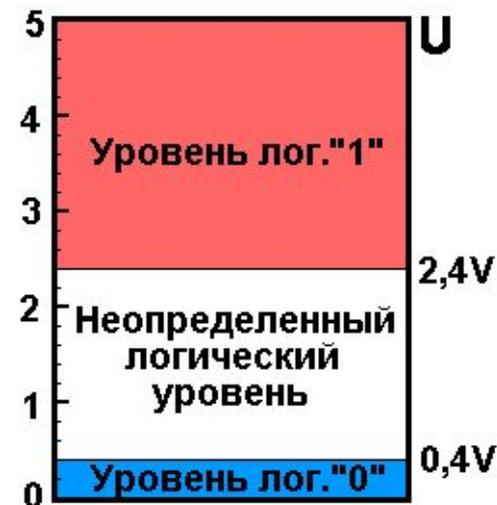
На основе МЭМС разрабатываются датчики с чувствительными элементами, такие как:

- ⊙ Акселерометры
- ⊙ Датчики угловых скоростей
- ⊙ Гироскопы
- ⊙ МЭМС-осцилляторы
- ⊙ Магнитометрические датчики
- ⊙ Барометрические датчики, датчики давления
- ⊙ Анализаторы среды, газовые датчики
- ⊙ Микрофоны
- ⊙ Фототехника

Цифровые микросхемы — входные и выходные сигналы могут иметь два значения: логический ноль или логическая единица, каждому из которых соответствует определённый диапазон напряжения.



| x_2 | x_1 | Y |
|-------|-------|-----|
| 0 | 0 | 1 |
| 0 | 1 | 1 |
| 1 | 0 | 1 |
| 1 | 1 | 0 |

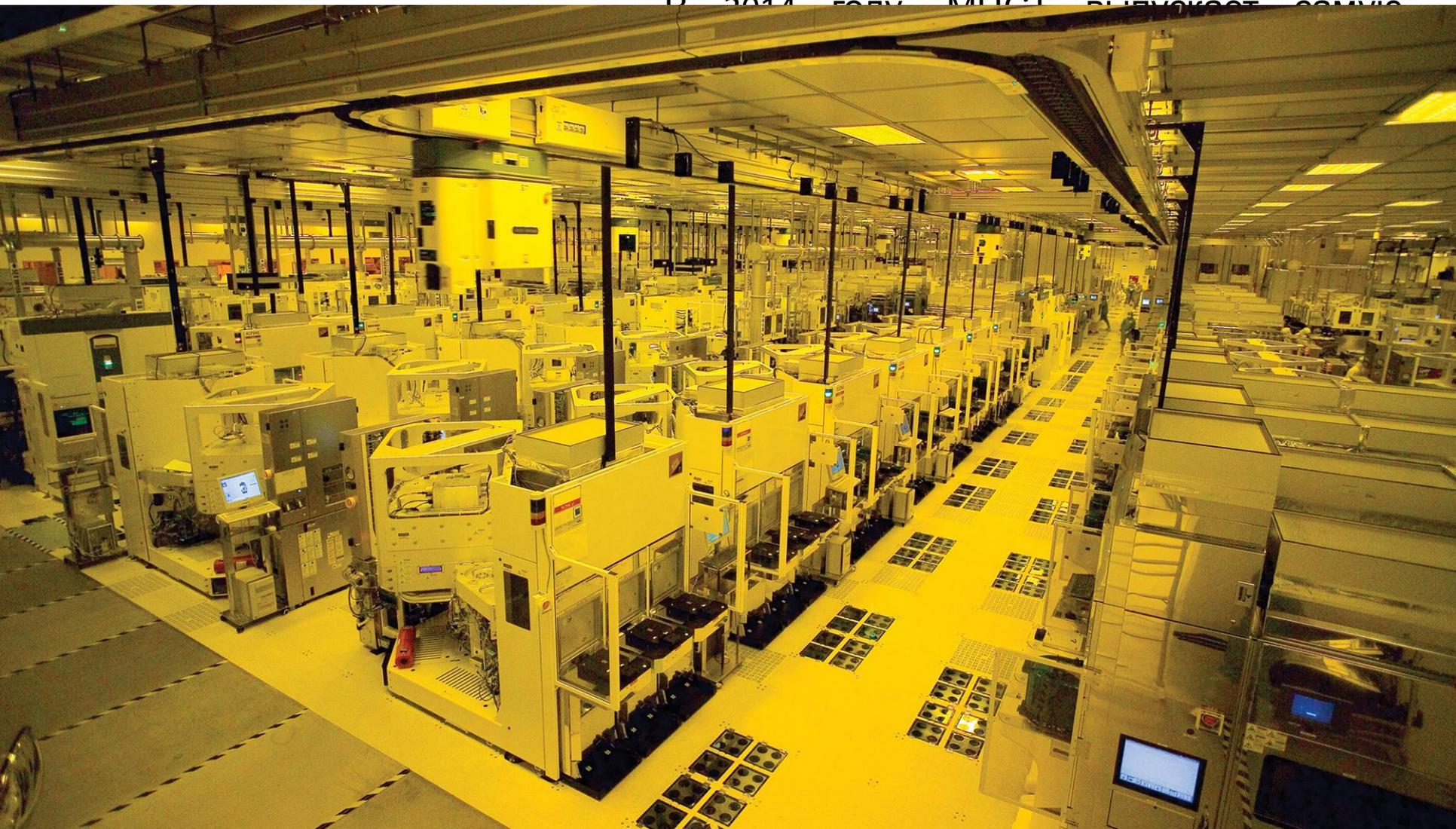


Например, для микросхем типа ТТЛ при напряжении питания $+5\text{ В}$ диапазон напряжения $0 \dots 0,4\text{ В}$ соответствует логическому нулю «0», а диапазон от $2,4$ до 5 В — логической единице «1».

Аналого-цифровые микросхемы совмещают в себе формы цифровой и аналоговой обработки сигналов, например, усилитель сигнала и аналого-цифровой преобразователь.

«Эльбрус» 2016

В 2014 году МЦСТ завершил разработку процессора



10 нм «Эльбрус 100».

Разработки ведутся в Зеленограде, на заводе «Микрон».

Варианты исполнения

Корпусные ИМС

Бескорпусные ИМС

- Полупроводниковый кристалл, предназначенный для монтажа в гибридную микросхему или микросборку.

Корпус ИМС

Это часть конструкции микросхемы, предназначенная для защиты от внешних воздействий и для соединения с внешними электрическими цепями посредством выводов.

Классификация корпусов по материалам

- ❖ Металлические
- ❖ Керамические
- ❖ Пластмассовые

Шаг выводов корпусов ИМС

Российские

- 2,5 мм
 - 1,25 мм
-

Импортные

- 1/10 дюйма (2,54 мм)
- 1/20 дюйма (1,28 мм)

В корпусах до 16 выводов эта разница не значительна, а при больших размерах идентичные корпуса уже несовместимы.

Корпуса для поверхностного монтажа

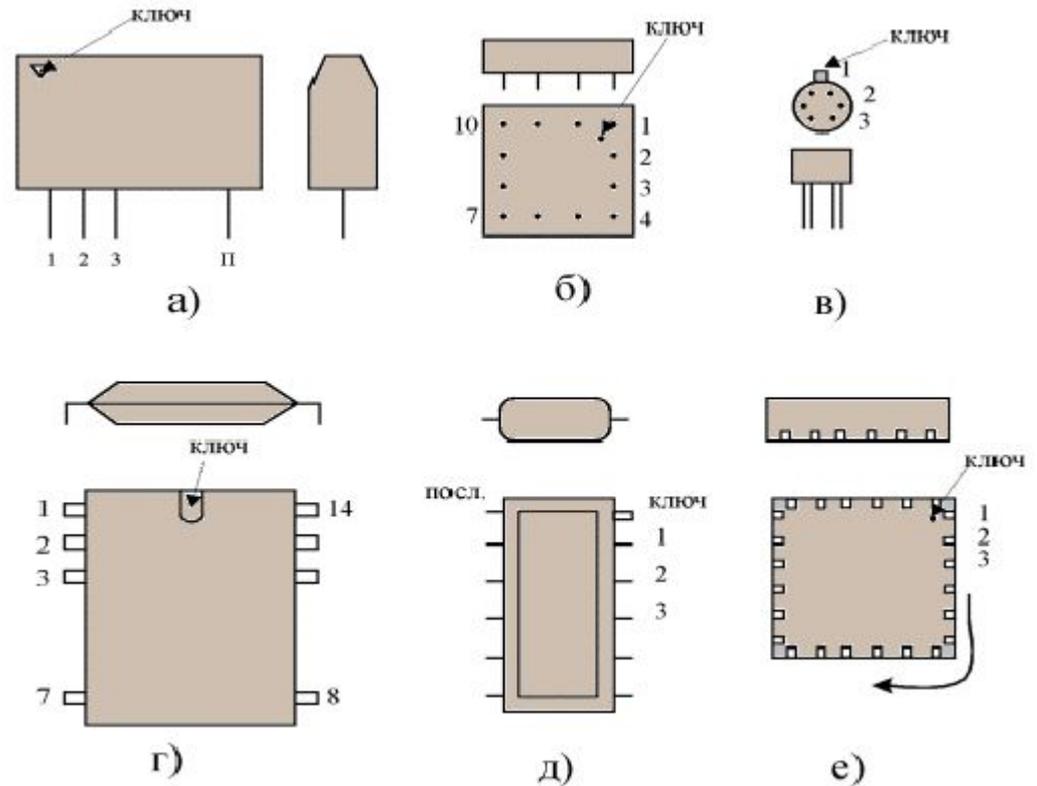
- 0,8 мм
- 0,65 мм

Отечественные корпуса

Типы корпусов (ГОСТ 17467-79) (ГОСТ Р 54844-2011)

8 типов корпусов микросхем

- а) Тип 1: выводы в плане проецируются внутрь корпуса;
- б) Тип 2: выводы перпендикулярны плоскости корпуса и проецируются за пределы контура корпуса;
- в) Тип 3: Аналогичен типу 1, но имеет круглую форму;
- г) Тип 4. Выводы в одной плоскости с корпусом (планарные);
- д) Тип 5: Безвыводный малогабаритный корпус (микрокорпус). Вместо выводов — металлизированные.



Обозначение корпусов (определяется ГОСТ 17 468-79)

Пример: 201.14 -2. Расшифровка:

- 2 - тип; 01 - типоразмер; 14 - число выводов; 2 - модификация.
-

Для обозначения материала корпуса перед цифрами ставится буква:

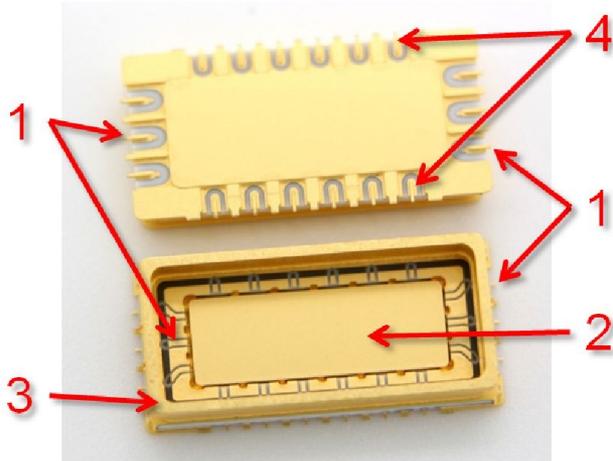
- Р — пластмассовый корпус типа 2;
- Е — металлополимерный корпус типа 2;
- А — пластмассовый корпус типа 4;
- М — керамико-стеклянный корпус типа 4;
- Н — кристаллоноситель керамический (микрокорпус) типа 5;
- Ф — кристаллоноситель пластмассовый типа 5.
- В остальных случаях буквенное обозначение отсутствует.

Корпуса ИС, относящиеся к одному и тому же типу могут отличаться по размерам, количеству выводов, их форме и расположению. Это отражается в обозначении корпуса путем введения вместо типа двухзначного “подтипа” (21, 22, 23 и т.п.).

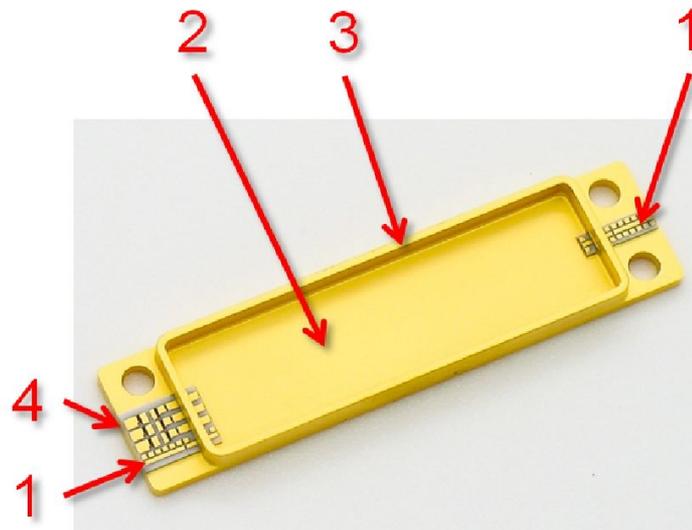
- Например: Р2201.14-2 (подтип 22)

Конструкция металлокерамического корпуса

HTCC (High Temperature Co-fired Ceramic)



Поверхностный монтаж
на печатную плату



Корпус фланцевого
типа

Оба типа корпусов имеют **вводы/выводы СВЧ сигнала (1)**, теплоотводящее основание из сплава медь-вольфрам (2), обечайку из ковара (3) и низкочастотные вводы/выводы (4) для подачи питания и сигналов управления.

Микрокорпуса имеют герметичность не хуже $1,0 \cdot 10^{-9}$ м³·Па/с и могут герметизироваться различными способами.

Габаритные и присоединительные размеры разработанных микрокорпусов



В корпусах фланцевого типа (M1604) могут выполняться выходные одно- и многокаскадные арсенид-галлиевые и нитридгаллиевые

В корпусах фланцевого типа (M1604) могут выполняться выходные одно- и многокаскадные арсенид-галлиевые и нитридгаллиевые усилители с выходной мощностью до 20 Вт, в том числе с детектором огибающей

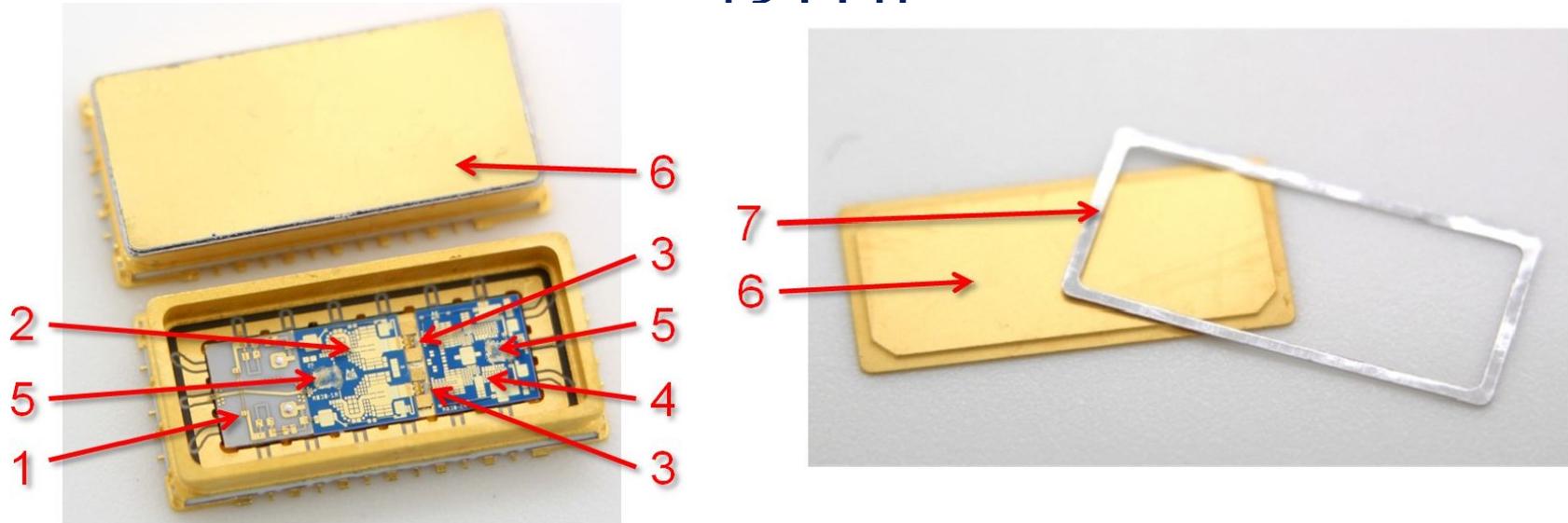
В многовыводных корпусах поверхностного монтажа (M1601 и M1603) возможно изготовление: малозумящих усилителей, усилителей средней мощности, аттенюаторов, фазовращателей, смесителей,

детекторов и др.

Ширина корпусов составляет от 8,2 мм до 10,8 мм, длина от 14 до 34 мм.

Высота корпусов с крышкой не более 3 мм.

Конструкция сверхширокополосного интегрального усилителя мощности диапазона 3,5 12 ГГц.

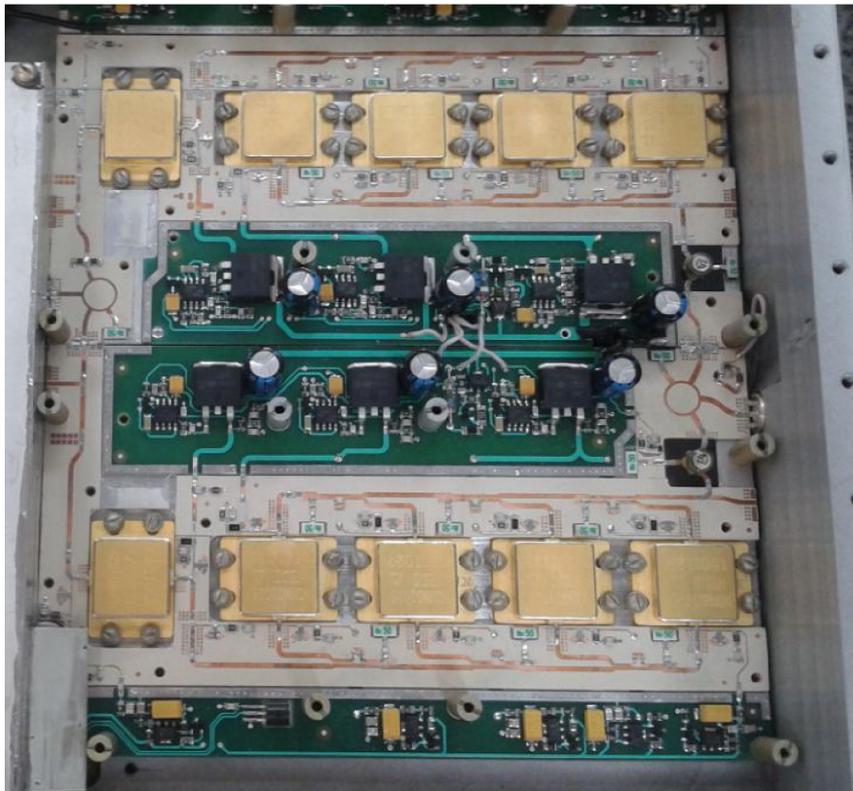


Усилитель построен на основе гибридно-монокристаллической технологии, по балансной схеме с согласующими цепями на основе полуизолирующего арсенида галлия толщиной 100 мкм (2, 4) и компактными квадратными мостами (5) с размерами 1,04·0,74 мм.

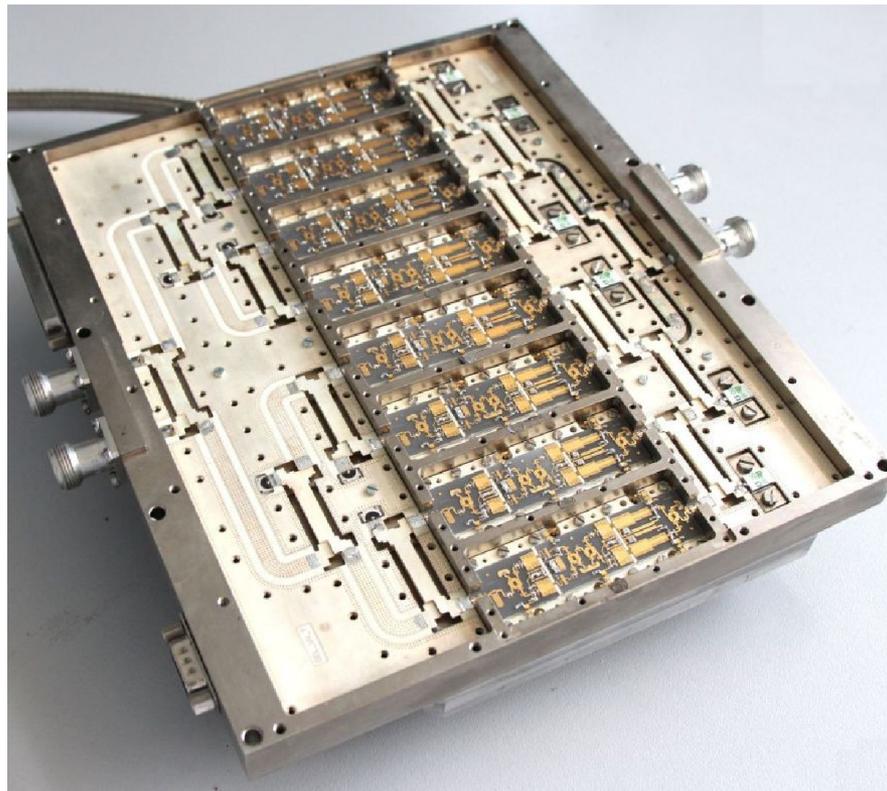
В качестве активных элементов используются рНЕМТ-транзисторы с шириной затвора 1200 мкм (3). На входе усилителя установлена поликоробчатая плата (1) толщиной 0,127 мм с цепями задания режима транзисторов. Усилитель герметизируется при помощи экранирующей крышки (6) и специальной преформы (7) припоя, повторяющей контур обечайки корпуса.

Оплавление происходит в вакуумной печи с разреженным азотом при температуре 300 °С и затем герметизированный модуль можно устанавливать на печатную плату с использованием припоя типа Sn62.

Усилительный модуль X-диапазона с
выходной импульсной мощностью 400
ватт



Общий вид макета
усилителя



Особенности строения твердых тел

Большинство материалов, применяемых в электронике, в нормальных условиях находятся в твердом агрегатном состоянии. Твердые тела подразделяют на **кристаллические** и **аморфные**, существенно различающиеся по внутреннему строению и свойствам. Многие вещества в зависимости от условий их получения могут находиться как в кристаллическом, так и в аморфном состояниях. Кристаллические вещества, как правило, более управляемы и предсказуемы по физическим свойствам.

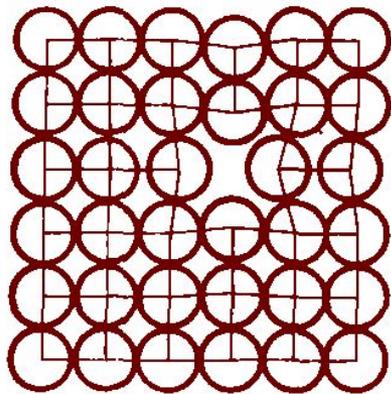
Анизотропия и симметрия физических свойств являются наиболее характерными особенностями **кристаллов**, обусловленными симметрией их внутреннего строения.

Кристаллическая решетка представляет собой регулярную пространственную сетку, узлам которой соответствуют атомы, ионы или молекулы, образующие кристалл. В периодической решетке всегда можно выделить элементарную ячейку, транслируя которую в пространстве легко получить представление о структуре всего материала.

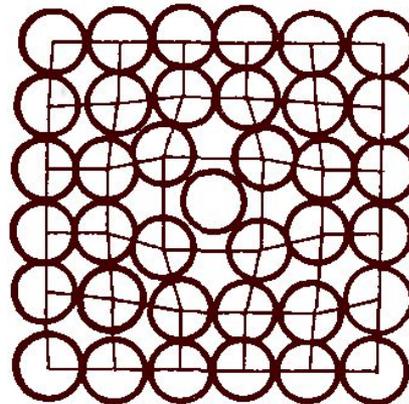
Дефекты кристаллов



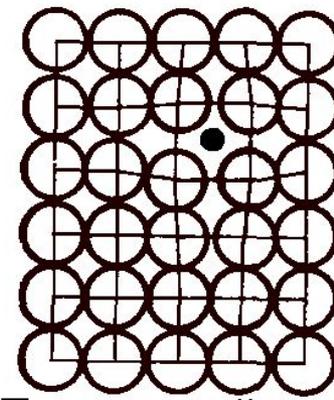
Точечные дефекты в кристаллической



Вакансия



Межузельный атом



Примесный атом внедрения

Чем выше температура, тем больше концентрация вакансий и тем чаще они переходят от узла к узлу.

Вакансии являются самой важной разновидностью точечных дефектов; они ускоряют все процессы, связанные с перемещениями атомов; диффузия, спекание порошков и т. д.

Точечные дефекты в кристаллической решетке

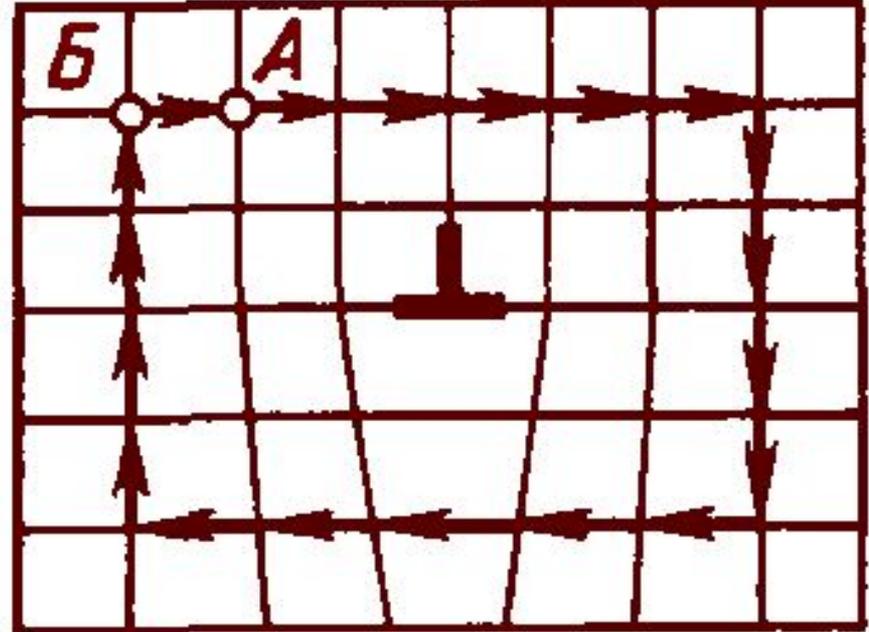
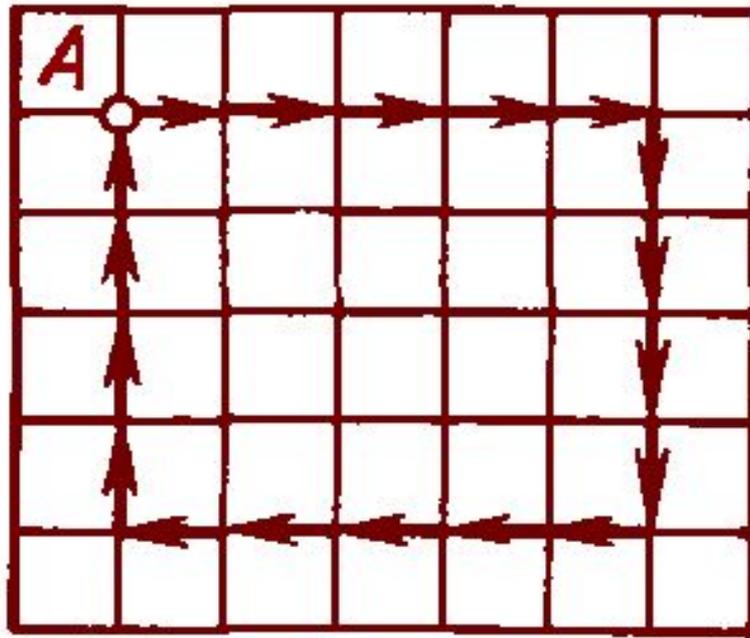
Вакансией называется пустой узел кристаллической решетки;

Межузельным атомом называется атом, перемещенный из узла в позицию между узлами.

Вакансии и межузельные атомы появляются в кристаллах при любой температуре выше абсолютного нуля из-за тепловых колебаний атомов. Каждой температуре соответствует равновесная концентрация вакансий, а также межузельных атомов.

*Пересыщение точечными дефектами достигается при **резком охлаждении** после **высокотемпературного нагрева**, при **пластическом деформировании** и при **облучении нейтронами**. В последнем случае концентрация вакансий и межузельных атомов одинакова: выбитые из узлов решетки атомы становятся **межузельными атомами**, а освободившиеся узлы становятся вакансиями. С течением времени избыток вакансий сверх равновесной концентрации уничтожается на свободных поверхностях кристалла, порах, границах зерен и других дефектах решетки. Места, где исчезают вакансии, называются **стоками вакансий**. Убыль вакансий объясняется их подвижностью и непрерывным перемещением в решетке. Соседний с вакансией атом может занять ее место и оставить свободным свой узел, в который затем переходит другой атом.*

Линейные дефекты



дислокации Краевая дислокация в сечении представляет собой край «лишней» полуплоскости в решетке. Вокруг дислокаций решетка упруго искажена.

Мерой искажения служит так называемый вектор Бюргерса. Он получается, если обойти замкнутый контур в идеальном кристалле, переходя от узла к узлу, а затем этот же путь повторить в реальном кристалле, заключив дислокацию внутрь контура. В реальном кристалле контур окажется незамкнутым.

Поверхностные дефекты



Схема строения большеугловых границ

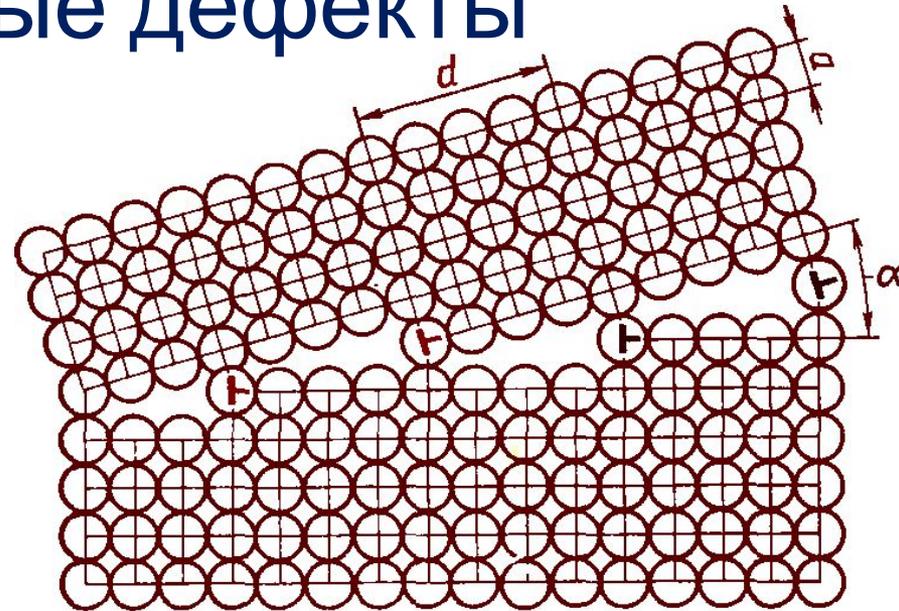


Схема строения малоугловых границ

Наиболее важными поверхностными дефектами являются большеугловые и малоугловые границы, дефекты упаковки, границы двойников.

Поликристаллический материал содержит огромное число мелких зерен. В соседних зернах решетки ориентированы различно и граница между зернами представляет собой переходный слой шириной 1-5 нм. В нем нарушена правильность расположения атомов, имеются скопления дислокаций, повышена концентрация примесей.

Границы между зернами называются **большеугловыми**, так как соответственные кристаллографические направления в соседних зернах образуют углы в десятки градусов. Каждое зерно, в свою очередь, состоит из субзерен или блоков.

Элементы зонной теории твердого тела

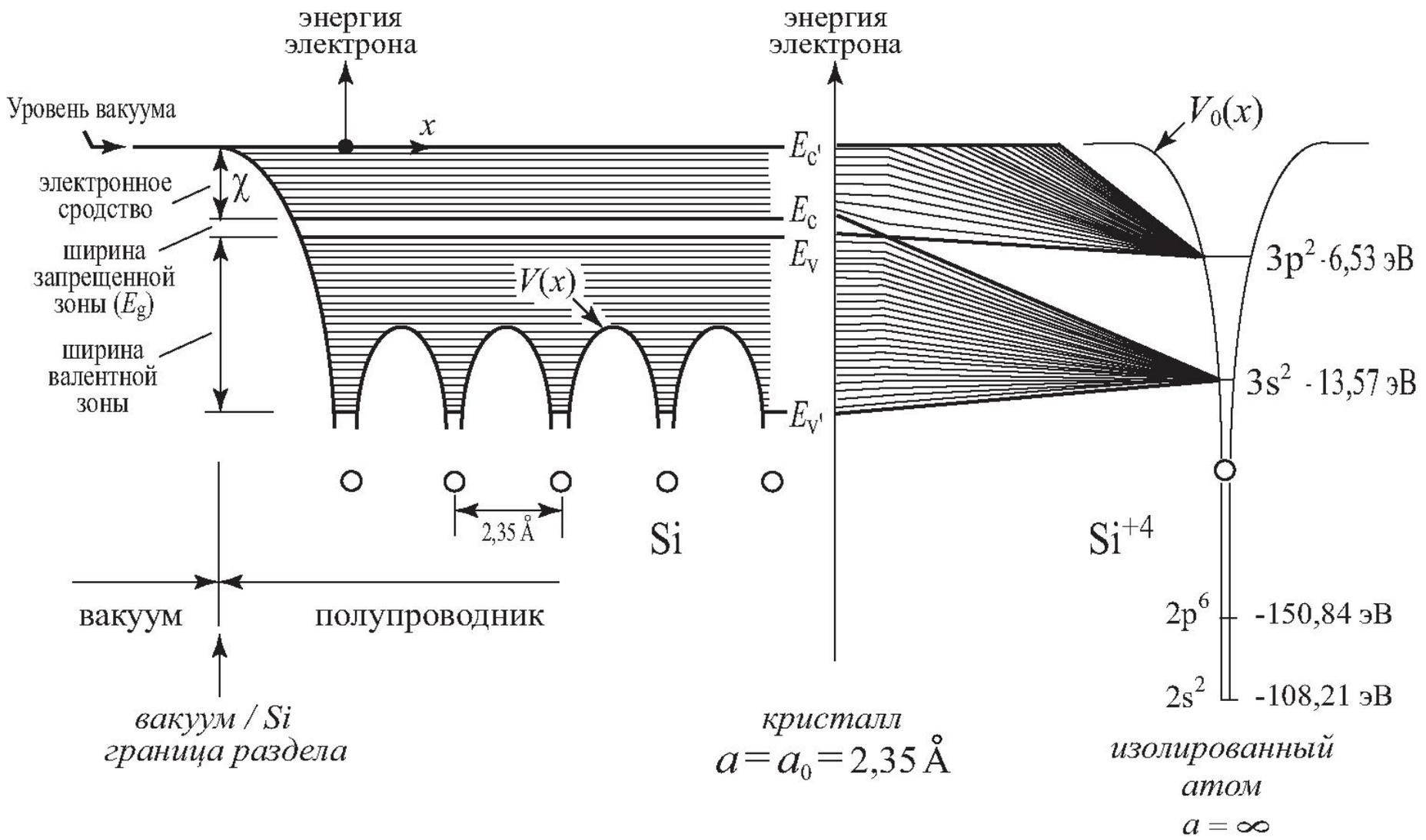
Согласно постулатам Бора энергетические уровни для электронов в изолированном атоме имеют дискретные значения.

Твердое тело представляет собой ансамбль отдельных атомов, химическая связь между которыми объединяет их в кристаллическую решетку.

Если твердое тело состоит из N атомов, то энергетические уровни оказываются **N -кратно вырожденными**.

Дискретные моноэнергетические уровни атомов, составляющие твердое тело, расщепляются в энергетические зоны.

Решение квантовых уравнений в приближении сильной или слабой связи дает качественно одну и ту же картину для структуры энергетических зон твердых тел. В обоих случаях разрешенные и запрещенные состояния для электронов чередуются и число состояний для электронов в разрешенных зонах равно числу атомов, что позволяет говорить о квазинепрерывном распределении энергетических уровней внутри разрешенных зон.



Структура энергетических уровней в изолированном атоме кремния, а также схематическая структура энергетических зон, возникающих при сближении этих атомов и образовании монокристаллического кремния

Статистика равновесных носителей заряда

Кристалл представляет собой коллектив, состоящий из огромного числа микрочастиц — ядер и электронов. В таких коллективах проявляются специфические так называемые статистические закономерности, являющиеся предметом изучения статистической физики.

Микрочастицы, попадая в коллектив себе подобных становятся принципиально неотличимы друг от друга. Это свойство называется **принципом неразличимости или тождественности**

Классическая и квантовая статистика

Классическая статистика – статистика Максвелла-Больцмана изучает свойства невырожденных коллективов.

Квантовая статистика – изучает свойства вырожденных коллективов

Влияние специфики частиц на свойства коллектива, если он вырожден, обуславливает существенное различие между вырожденным коллективом фермионов и вырожденным коллективом бозонов.

Фермион

Частица (или квазичастица) с полуцелым значением спина.

Примеры фермионов: кварки (они образуют протоны и нейтроны, которые также являются фермионами), лептоны (**электроны**, мюоны, тау-лептоны, нейтрино), **дырки (квазичастицы в полупроводнике)**

Фермионы подчиняются **статистике Ферми — Дирака**: в одном квантовом состоянии может находиться не более одной частицы (принцип Паули).

Принцип запрета Паули ответственен за устойчивость электронных оболочек атомов, делая возможным существование сложных химических элементов.

Бозон

Частица с целым значением спина

К бозонам относят:

- фотон (электромагнитное взаимодействие),
- глюон (сильное взаимодействие)
- W^\pm и Z -бозоны (слабое взаимодействие).

Бозоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна

Идеальный газ

Простейшим коллективом является идеальный газ, представляющий собой совокупность частиц, энергий взаимодействия которых мала по сравнению с их кинетической энергией

Функция распределения для невырожденного идеального газа

Для невырожденного газа число состояний значительно больше числа частиц. Поэтому средняя плотность заполнения этих состояний значительно меньше единицы:

$$f(E) \ll 1$$

Данное соотношение можно рассматривать как **критерий невырожденности идеального газа**.

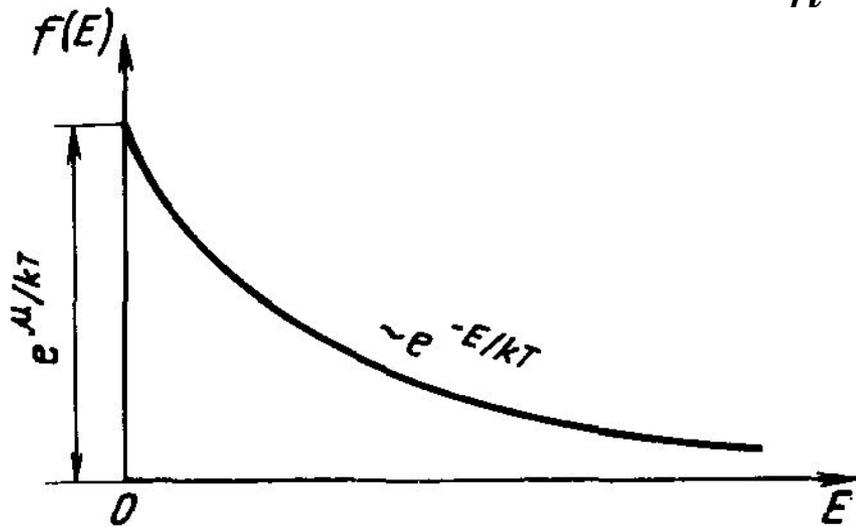
Функция распределения для невырожденного газа имеет вид:

$$f(E) = e^{\mu/kT} e^{-E/kT}$$

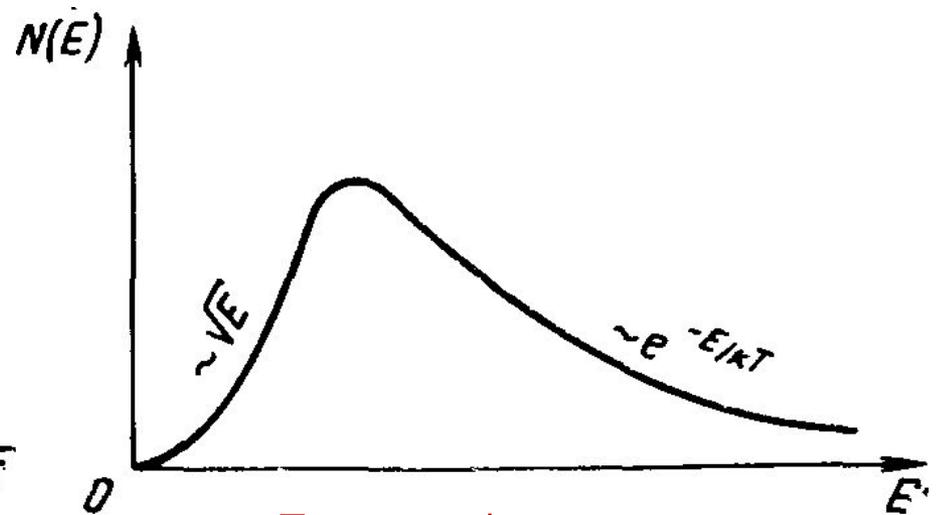
Где μ – химический потенциал газа, k – постоянная Больцмана

Для получения закона распределения частиц по состояниям необходимо функцию распределения для невырожденного газа умножить на число состояний $g(E)dE$, заключенное в интервале dE :

$$N(E)dE = (2s + 1) \frac{2\pi V}{h^2} (2m)^{3/2} e^{\mu/kT} e^{-E/kT} E^{1/2} dE$$



Средняя плотность заполнения состояний частицами



Полная функция распределения

Функция $f(E)$ имеет максимум при $E=0$, и асимптотически снижается до нуля при $E \rightarrow \infty$, наибольшую вероятность заполнения имеют состояния с низкими энергиями. По мере повышения энергии состояний вероятность их заполнения непрерывно падает.

Химический потенциал невырожденного газа

Если проинтегрировать по всем значениям энергии, которые доступны частицам, т.е. от 0 до ∞ , то получится общее число частиц системы N :

$$N = \int_0^{\infty} N(E) dE$$

Соотношение называется условием нормировки полной функции распределения.

$$N = (2s + 1) \frac{2\pi V (2m)^{3/2}}{h^3} e^{\mu/kT} \int_0^{\infty} e^{-E/kT} E^{1/2} dE$$

Так как

$$\int_0^{\infty} e^{-E/kT} E^{1/2} dE = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (kT)^{3/2}$$

То

$$N = (2s + 1) \left(\frac{2\pi m' kT}{h^2} \right)^{3/2} V e^{\mu/kT}$$

Отсюда находим химический потенциал невырожденного идеального газа, как функцию температуры и концентрации частиц $n=N/V$:

$$\begin{aligned} N &= kT \ln \left(\frac{N}{V(2s+1)} \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{3/2} \right) = \\ &= kT \ln \left(\frac{n}{(2s+1)} \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{3/2} \right) \end{aligned}$$

Химический потенциал невырожденного газа всегда отрицателен. Значение под знаком логарифма – критерий невырожденности. Для невырожденного газа оно меньше 1.

Функция Максвелла-Больцмана

Подставляя значения химического потенциала в закон распределения частиц, получим следующее выражения для закона распределения частиц невырожденного газа по энергиям

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^3} e^{-E/kT} E^{1/2} dE$$

Подставив же значение химического потенциала в функцию распределения для невырожденного газа, получим функцию распределения Максвелла – Больцмана:

$$f_{M.-B.} = \frac{n}{(2s+1)} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-E/kT}$$

Эффективное число состояний

Введем следующее обозначение

$$N_c = (2s + 1) \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2}$$

и

$$z = N_c e^{E/kT}$$

Тогда функцию Максвелла – Больцмана можно представить как:

$$f_{M.-B.}(E) = \frac{n}{z} = \frac{n}{N_c e^{E/kT}}$$

Так как $f_B(E)$ равно среднему числу частиц, находящихся в состоянии с энергией E , а n – числу частиц в единице объема системы, то z должно представлять собой эффективную плотность числа состояний, приведенных к энергии E .

Энергетический уровень E системы, содержащей в единице объема n частиц, заполнен со средней плотностью $f_B(E)$.

Спрашивается, какое число таких уровней следует объединить между собой, чтобы после деления n на это число, получилась бы $f_B(E)$?

Этим числом для уровня $E \neq 0$ как раз является z .

Эффективная плотность числа состояний, приведенных к энергии $E=0$, равна N_c .

Выражение для химического потенциала, можно представить следующим образом:

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

Получаем условия невырожденности дельного газа:

$$\frac{n}{(2s+1) \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2}} \ll 1$$

Функция распределения для вырожденного газа фермионов

Примером вырожденного газа является электронный газ в металлах. Степень его вырождения зависит от температуры: чем ниже температура, тем сильнее вырожден газ.

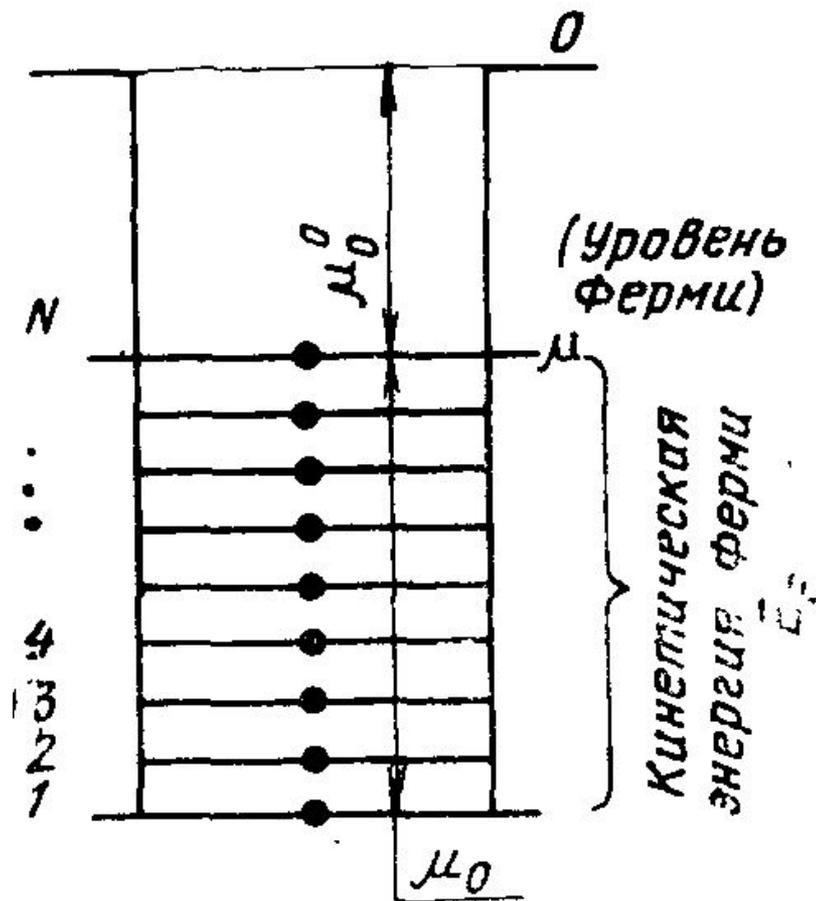
Функция распределения для вырожденного газа фермионов была получена впервые Ферми и Дираком и называется функцией Ферми-Дирака. Она имеет следующий вид:

$$f_{\text{Ф.-Д.}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}$$

Характер статистического распределения электронов при абсолютном нуле можно установить из следующих общих соображений.

Металл для свободных электронов является своеобразной потенциальной ямой, выход из которой требует затраты работы по преодолению сил связи, удерживающих электроны в металле.

Заполнение квантовых состояний электронами в металле



N – число электронов образующих газ. Энергетический уровень μ , отвечающий этому состоянию называется уровнем Ферми.

Видно, что максимальной кинетической энергией будет обладать электрон, размещающийся на уровне Ферми. Эта энергия отсчитывается от дна ямы и всегда положительна.

Она называется **энергией Ферми E_F**

$$f_{\Phi.-д.}(E) = \begin{cases} 1, & \text{для } E < E_F \\ 0, & \text{для } E > E_F \end{cases}$$

В самом деле, положи в функции Ферми – Дирака $\mu = E_F$, получим:

$$f_{\Phi.-Д.}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$$

Если $E < E_F$, то при $T=0^\circ\text{K}$ $e^{\frac{E-E_F}{kT}} = 0$ $f_{\Phi.-Д.}(E) = 1$

Если $E > E_F$, то при $T=0^\circ\text{K}$ $e^{\frac{E-E_F}{kT}} = \infty$ $f_{\Phi.-Д.}(E) = 0$

При $E = E_F$ функция распределения независимо от температуры T . $f_{\Phi.-Д.}(E) = \frac{1}{2}$

Поэтому со статистической точки зрения уровень Ферми представляет собой уровень, вероятность заполнения которого при любой температуре равна $\frac{1}{2}$.

График функции распределения Ферми – Дирака для $T=0^\circ\text{K}$. Он имеет вид ступеньки обрывающийся при $E = E_F$.

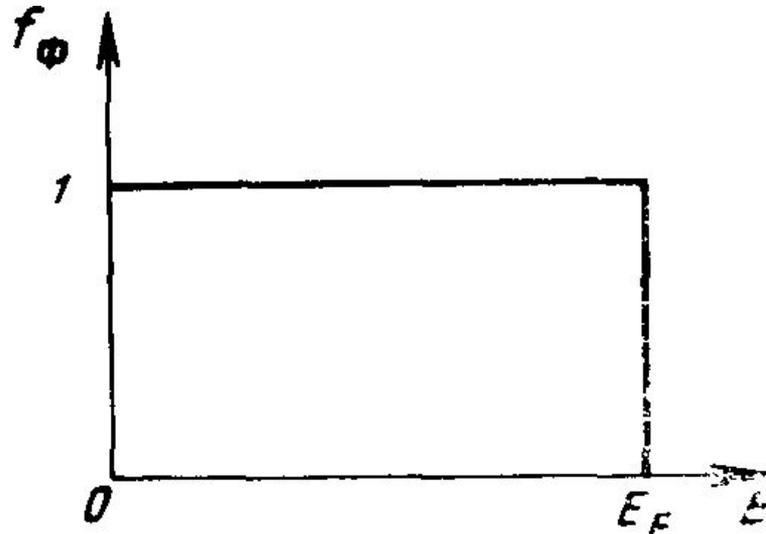


График функции распределения Ферми – Дирака для $T=0^\circ\text{K}$, для вырожденного газа фермионов при абсолютном нуле.

Средняя плотность заполнения квантовых состояний.

Пользуясь

$$f_{\Phi.-Д.}(E) = \begin{cases} 1, & \text{для } E < E_F \\ 0, & \text{для } E > E_F \end{cases}$$

Можно написать следующее выражение для полной функции распределения Ферми - Дирака

$$N(E)dE = \begin{cases} g(E)dE & \text{для } E < E_F \\ 0, & \text{для } E > E_F \end{cases}$$

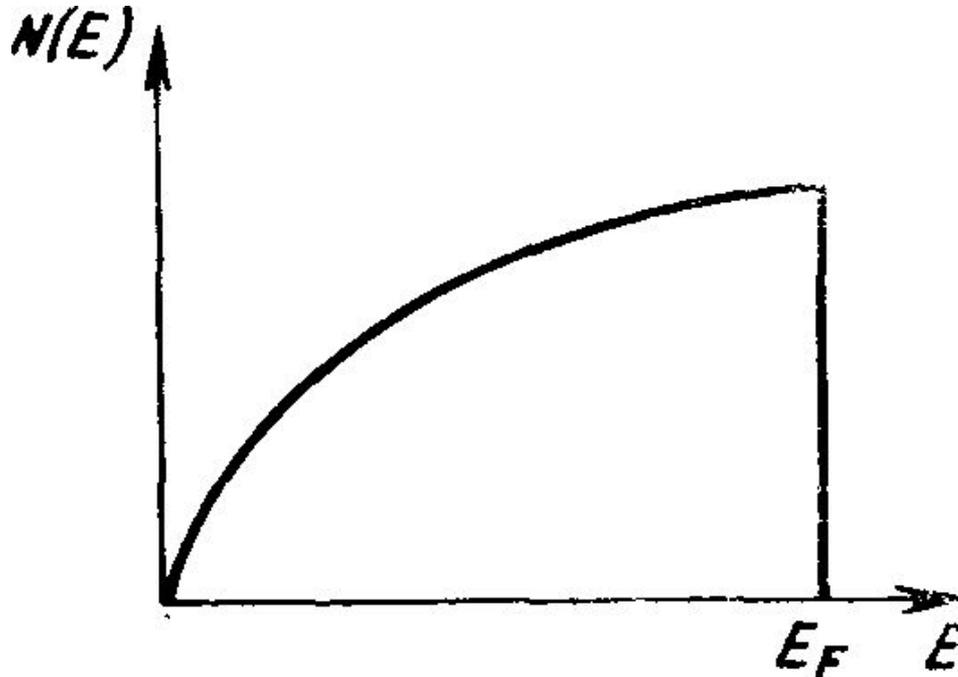


График функции распределения Ферми – Дирака для $T=0^\circ\text{K}$, для **вырожденного газа фермионов при абсолютном нуле.**

Полная функция распределения

Вычисление энергии Ферми. Поверхность Ферми

Энергию Ферми можно вычислить из условия нормировки полной функции Ферми – Дирака для $T=0^\circ\text{K}$.

$$N = \int_0^{E_F} N(E) dE = \frac{4\pi V}{h^2} (2m)^{3/2} \int_0^{E_F} E^{1/2} dE = \frac{8\pi V}{3h^2} (2m)^{3/2} E_F^{3/2}$$

Отсюда находим:

$$E_F = \left[\frac{N}{V} \cdot \frac{3}{8\pi} \right]^{2/3} \cdot \frac{h^2}{2m} = \frac{h^2}{2m} \left[\frac{3n}{8\pi} \right]^{2/3}$$

Где n – число электронов в единице объема металла.

Энергия Ферми для ряда металлов

| Металл | Энергия Ферми E_F , эВ | v_F , м/с | T_F , °К | $T_{пл}$, °К |
|---------|--------------------------|-------------------|------------------|---------------|
| Литий | 4,79 | $1,31 \cdot 10^6$ | $5,5 \cdot 10^4$ | 459 |
| Натрий | 3,12 | $1,07 \cdot 10^6$ | $3,7 \cdot 10^4$ | 371 |
| Медь | 7,07 | $1,58 \cdot 10^6$ | $8,2 \cdot 10^4$ | 1356 |
| Серебро | 5,51 | $1,40 \cdot 10^6$ | $6,4 \cdot 10^4$ | 1233 |

Электронный газ в металле ВСЕГДА вырожден!

v_F – скорость движения электронов, отвечающая энергии Ферми

Температура Ферми, определяется из следующего соотношения:

$$E_F = kT_F$$

При $T > T_F$ выполняется критерий невырожденности и электронный газ становится невырожденным.

Изменение положения уровня Ферми с температурой

Температурную зависимость уровня Ферми можно получить из условия нормировки полной функции распределения Ферми-Дирака:

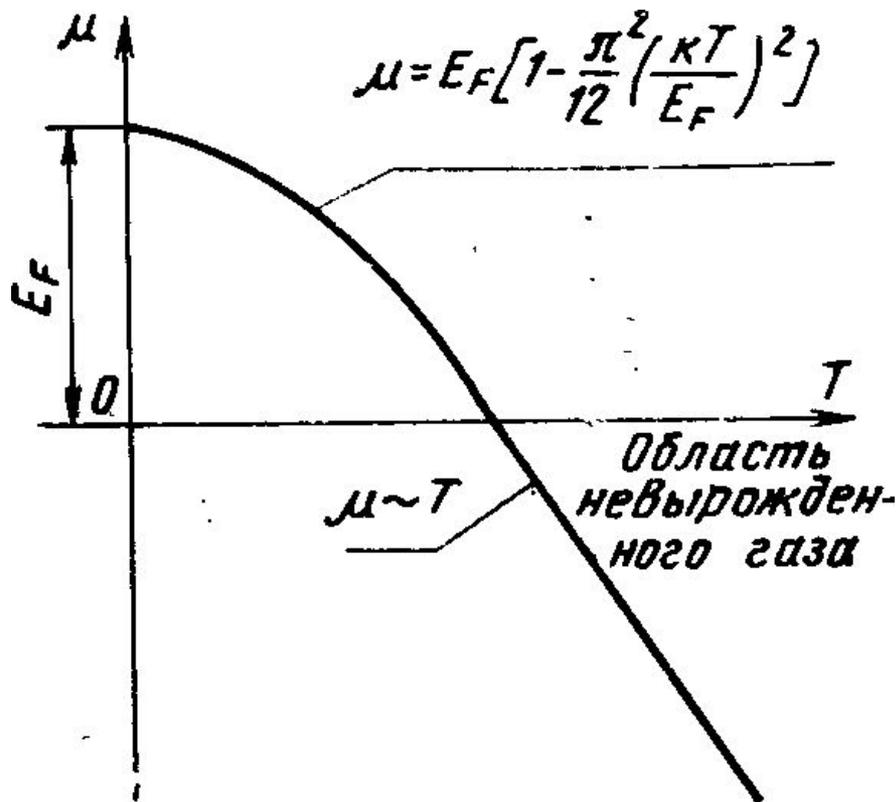
$$n = \frac{N}{V} = \int_0^{\infty} f_{\Phi}(E)g(E)dE = \frac{4\pi}{h^2}(2m)^{3/2} \int_0^{E_F} \frac{E^{1/2}}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1} dE$$

Интеграл, стоящий в правой части, в явном виде не вычисляется. Приближенное его вычисление для области низких температур $T \ll T_F$ приводит к следующему результату:

$$\mu \cong E_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F} \right)^2 \right]$$

Так как с изменением температуры логарифмический множитель меняется значительно медленнее, чем при T , то в области высоких температур зависимость $\mu(T)$ является практически линейной.

График зависимости положения уровня Ферми от температуры.

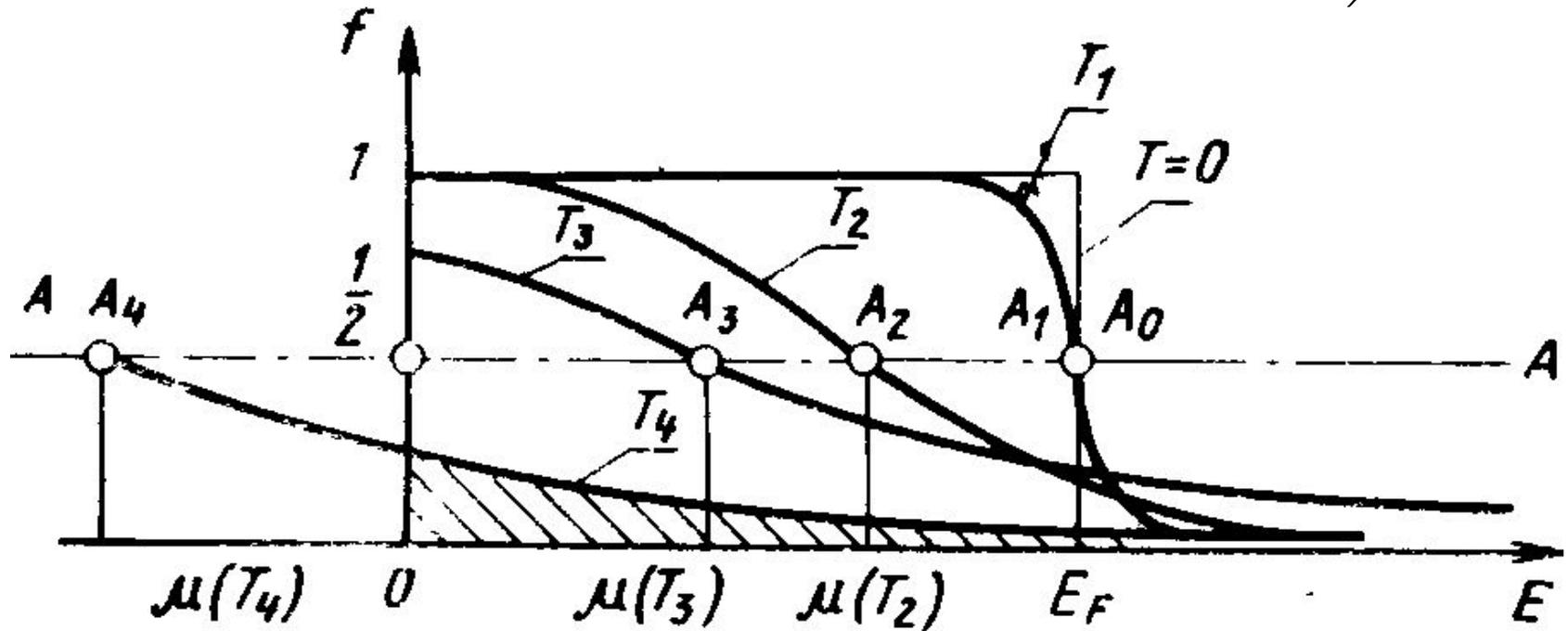


Однозначным критерием степени вырождения электронного газа может служить только положение уровня Ферми: чем ниже на шкале энергий располагается уровень Ферми, тем в менее вырожденном состоянии находится электронный газ.

Положение уровня Ферми и функция распределения Ферми - Дирака

Положим в функции Ферми - Дирака $E=\mu$

$$f_{\text{Ф.-Д.}}(E) = \frac{1}{\gamma}$$



Изменение характера функции распределения фермионов по состоянию с повышением температуры.

Функция распределения для вырожденного газа бозонов

Функция распределения для вырожденного газа бозонов была получена впервые Бозе и Эйнштейном и называется функцией Бозе – Эйнштейна. Она имеет следующий вид:

$$f_{\text{Б.-Э.}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}$$

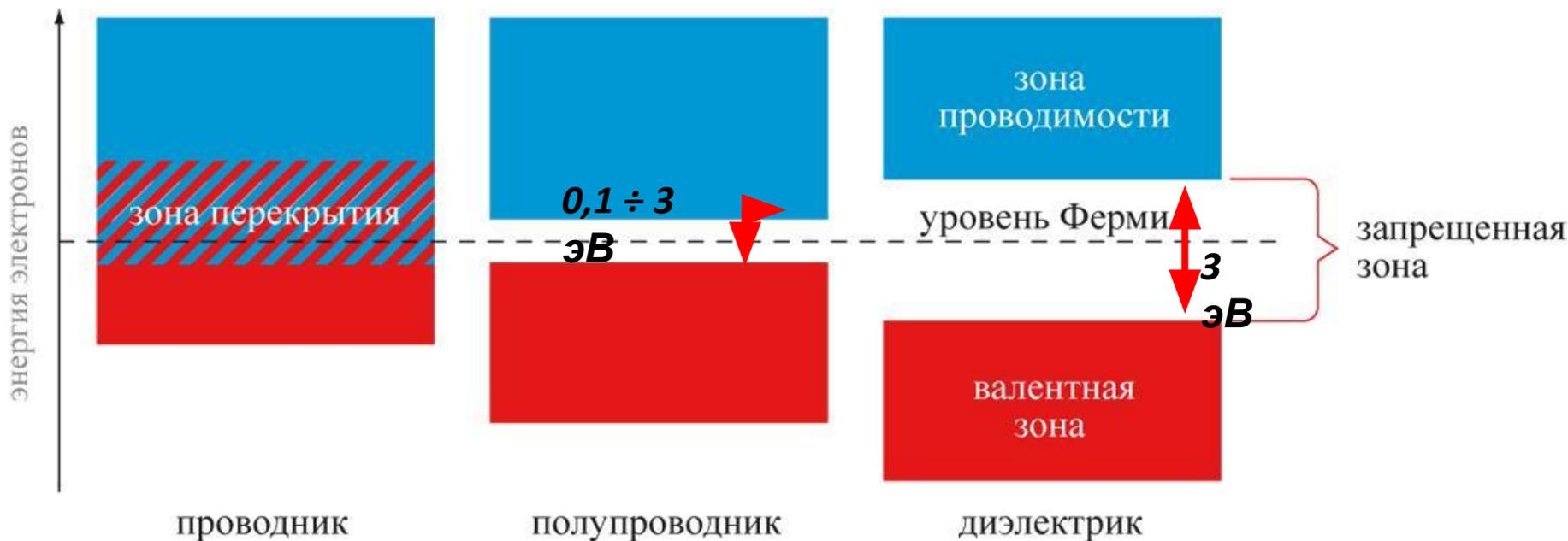
Фотонный газ является всегда вырожденным

Полагая $\mu = 0$, получим функцию распределения для фотонного газа –
Формула Планка

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} - 1} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

В зависимости от сорта атомов, составляющих твердое тело, и конфигурации орбит валентных электронов реализуется тот или иной тип кристаллической решетки, а следовательно, и структура энергетических зон.

Элементы зонной теории



Для диэлектриков ширина запрещенной зоны $E_g > 3$ эВ, величина удельной проводимости $\sigma < 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma > 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Для металлов величина удельной проводимости $\sigma > 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Термин «диэлектрики» впервые был введен английским физиком М. Фарадеем для обозначения веществ, пропускающих сквозь себя электромагнитное поле.

Диэлектрики

Электрическое поле, приложенное к диэлектрику, практически не приводит к переносу свободных носителей заряда, поскольку их концентрация в нормальных условиях в диэлектрике ничтожно мала. Однако при этом происходит смещение связанных зарядов, вызывающее появление **поляризованного состояния**.

Характерными особенностями любого диэлектрика являются **поляризация** в электрическом поле, высокое **удельное сопротивление**, незначительное **рассеяние энергии электрического поля**, а также **электрическая прочность**, т. е. способность противостоять сильным электрическим полям.

Свойства диэлектриков в существенной мере могут зависеть от **температуры** и **влажности** окружающей среды, от **условий теплоотвода**, **частоты** и **равномерности электрического поля**, **степени однородности самого диэлектрика**, его **агрегатного состояния** и **других факторов**.

***Диэлектрики обладают изоляционными свойствами,
Но идеальных изоляторов не существует!!!***

Различие свойств материалов обусловлено различием природы их химических связей.

Электрическое поле, приложенное к диэлектрику, практически не приводит к переносу свободных носителей заряда, поскольку их концентрация в нормальных условиях в диэлектрике ничтожно мала. Однако при этом происходит смещение связанных зарядов, вызывающее появление поляризованного состояния.

В индуцированной электрическим полем поляризации принимают участие практически все заряженные частицы, входящие в состав диэлектрика. И только немногие из них переносят электрические заряды через весь диэлектрик, т. е. обуславливают электропроводность материала.

Электрическая поляризация, свойственная диэлектрикам, не возникает в проводниках из-за высокой концентрации свободных электронов, которые экранируют внешнее электрическое поле.

Поляризация диэлектриков

Поляризацией называется состояние диэлектрика, которое характеризуется наличием электрического момента у любого элемента его объема.

Различают поляризацию, возникающую под действием внешнего электрического поля, и спонтанную (самопроизвольную) поляризацию, существующую в отсутствие поля. В некоторых случаях поляризация диэлектрика появляется под действием механических напряжений, сил трения или вследствие изменения температуры.

Поляризация не изменяет суммарного заряда в любом макроскопическом объеме внутри диэлектрика. Сопровождается появлением на поверхности диэлектрика связанных электрических зарядов с поверхностной плотностью σ_1 .

Эти связанные заряды создают в диэлектрике дополнительное макроскопическое поле с напряженностью E_1 направленное против внешнего поля с напряженностью E_0 .

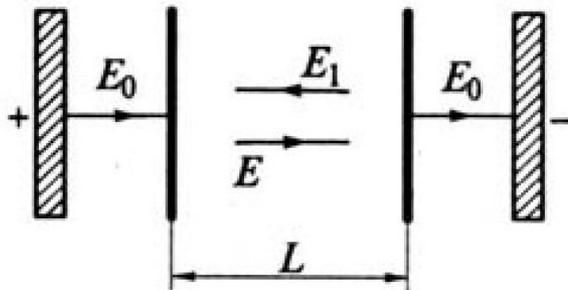
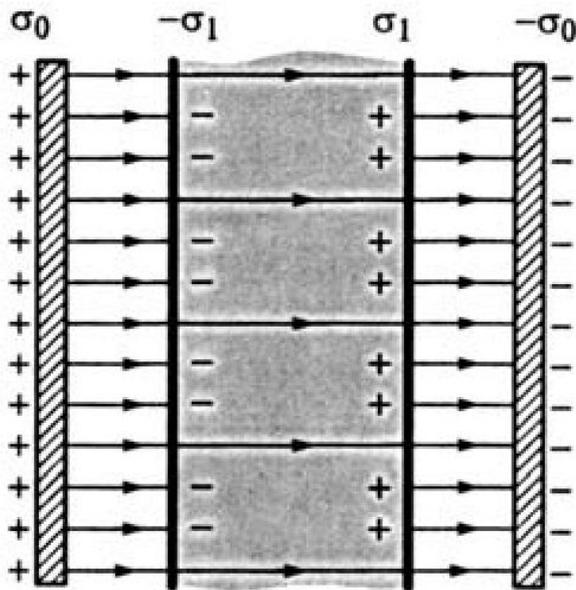
Результирующая напряженность поля E внутри диэлектрика определяется разностью:

$$E = E_0 - E_1$$

Характеристикой поляризации служит **поляризованность диэлектрика P** :

$$P = dp/dV$$

Поляризованностью называется векторная физическая величина, равная отношению электрического момента dp элемента диэлектрика к объему dV этого элемента, Кл/м²:



Процесс поляризации бесконечного плоского однородного диэлектрика в равномерном электрическом поле.

С макроскопической точки зрения рассматриваемый элемент объема эквивалентен диполю, образованному зарядами $+\sigma_1 \Delta S$ и $-\sigma_1 \Delta S$ отстоящими друг от друга на расстоянии L .
Электрический момент единицы объема диэлектрика можно записать следующим образом:

$$P = \Delta p / \Delta V = \frac{\sigma_1 \Delta S L}{\Delta S L} = \sigma_1$$

т.е. в этом случае поляризованность равна поверхностной плотности связанных зарядов.

Относительная диэлектрическая проницаемость

Способность различных материалов поляризоваться в электрическом поле характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью ε :

$$\varepsilon = E_0 / E$$

Любой диэлектрик с нанесенными на него электродами можно рассматривать как конденсатор с определенной емкостью C .

При постоянной разности потенциалов между электродами выполняется следующее соотношение:

$$\varepsilon = Q / Q_0 = \frac{Q_0 + Q_1}{Q_0} = \frac{C}{C_0}$$

где C — емкость конденсатора с диэлектриком;

C_0 — емкость того же конденсатора в вакууме (геометрическая емкость пластин).

!!! Благодаря поляризации диэлектрика емкость конденсатора увеличивается в ε раз

Относительная диэлектрическая проницаемость вещества всегда больше единицы и не зависит от выбора системы единиц

Абсолютная диэлектрическая проницаемость ϵ_a является величиной размерной и определяется соотношением.

$$\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$$

Для большинства диэлектриков в относительно слабых электрических полях (много меньше пробивного) ϵ практически не зависит от напряженности поля E . Поэтому поляризованность диэлектрика P изменяется пропорционально напряженности электрического поля:

$$P = \epsilon_0 (\epsilon - 1) E = \epsilon_0 \chi E$$

χ — диэлектрическая восприимчивость $\chi = (\epsilon - 1)$

В изотропных диэлектриках направления векторов P и E совпадают.

Для анизотропных сред (кристаллы, текстуры) диэлектрическая проницаемость и диэлектрическая восприимчивость являются тензорными характеристиками, поэтому направления векторов P и E в общем случае оказываются различными.

!!! В сильных электрических полях нарушается линейная зависимость между поляризованностью P и напряженностью E поля

Механизмы поляризации

Поляризацию, возникающую под действием электрического поля, часто называют **индуцированной поляризацией**, обусловлена смещением электронов, ионов или диполей

Эти механизмы поляризации часто называют **упругими** или **деформационными**, поскольку при

Упругая сила возрастает пропорционально смещению частиц. Поэтому внешнее электрическое поле может привести лишь к очень малым

Например, при напряженности поля порядка 10^7 В/м упругое смещение электронов в атоме относительно ядра не превышает 10^{-5} нм.

Большая жесткость связей частиц, участвующих в **упругой** поляризации, обуславливает **слабое влияние** внешних условий на **диэлектрическую проницаемость** материала с подобными

Индуцированная поляризация

!тепловое движение частиц
Замедленная

Дипольно-релаксационная

Ионно-релаксационная

Электронно-релаксационная

Миграционная

механизмами поляризации

Электронная поляризация

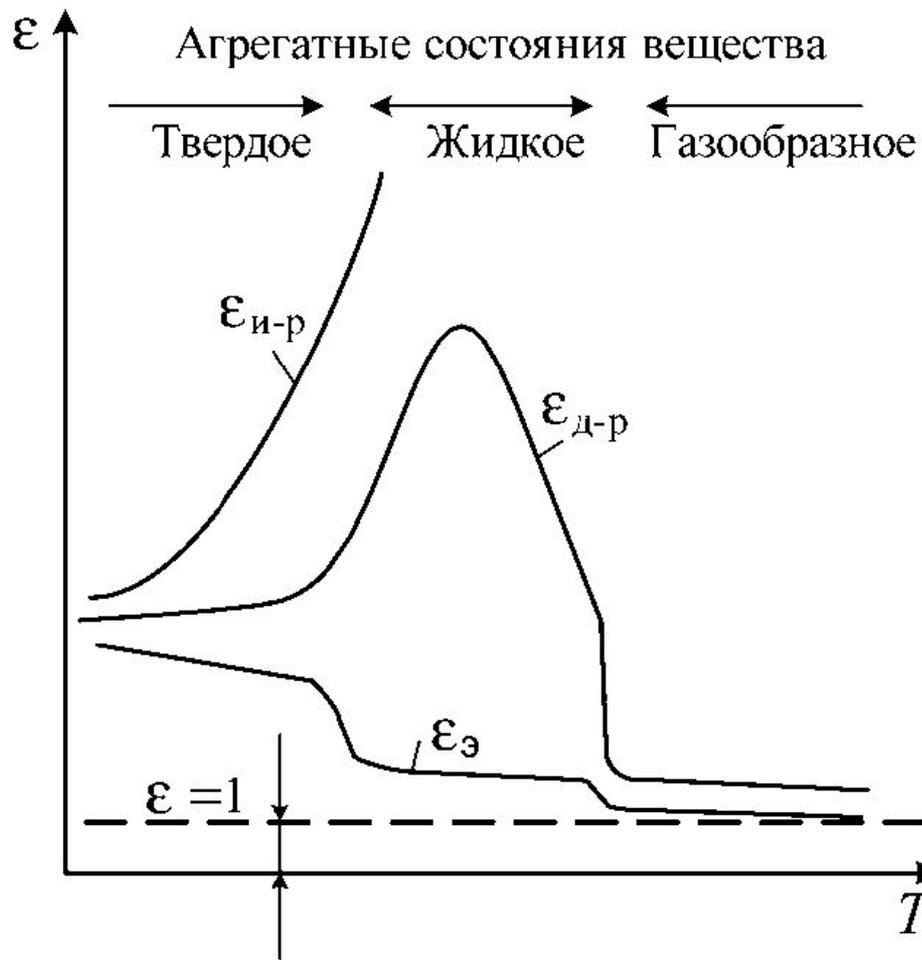
Электронная поляризация представляет собой упругое смещение и деформацию электронных оболочек атомов или ионов под действием электрического поля.

E



В результате деформации электронных оболочек в каждом атоме (или ионе) индуцируется дипольный момент. Величина элементарного момента — сумма всех элементарных моментов, находящихся в единице объема, — пропорциональна напряженности внешнего поля. Время установления и спада электронной поляризации ничтожно мало ($10^{-15} \dots 10^{-16}$ с). Эта поляризация является **наименее инерционной** среди всех видов поляризации и проявляется вплоть до **частот оптического диапазона** спектра электромагнитных колебаний. Благодаря **отсутствию запаздывания** относительно изменений внешнего поля электронная поляризация совершается без затрат энергии, следовательно, не вызывает разогрев диэлектрика. б — деформированное состояние атомов

$$p_{iок} = \alpha_i E$$



Поляризуемость частиц (атомов, молекул или ионов) при электронной поляризации **не зависит от температуры**, поскольку обусловлена внутриатомными процессами, на которые тепловое движение не оказывает влияния. Тем не менее

Зависимость $\epsilon(T)$ подобна температурному изменению плотности материала; наиболее резкие падения ϵ наблюдаются при **фазовых переходах** вещества из твердого состояния в жидкое и из жидкого в газообразное

Температурная зависимость диэлектрической проницаемости при электронной $\epsilon_{э}$, дипольно-релаксационной $\epsilon_{д-р}$ и ионно-релаксационной $\epsilon_{и-р}$ поляризациях диэлектрика

Ионная поляризация

Ионная поляризация возникает при индуцированном смещении упруго связанных ионов на расстояния, существенно меньшие периода кристаллической решетки.

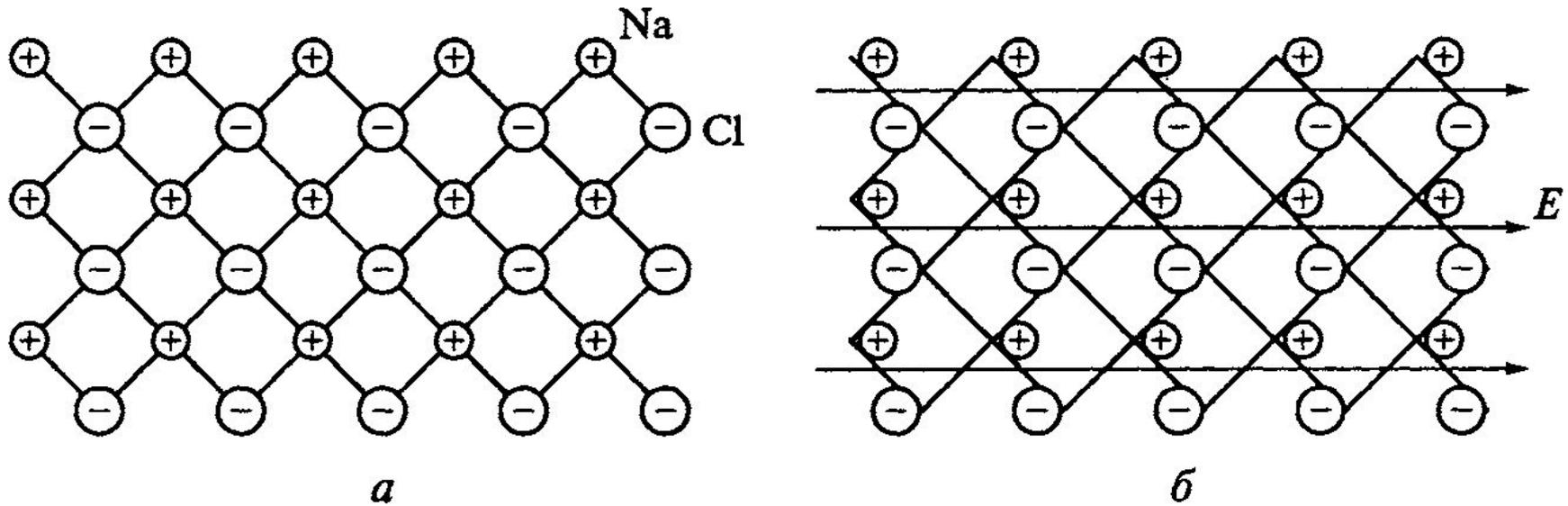


Схема упругого смещения ионов при поляризации кристаллического ионного диэлектрика:

а — расхождение ионов
б — поляризация

Внешнее электрическое поле стремится разделить кристаллическую решетку на **катионы и анионы**, однако упругие силы химической связи между ионами препятствуют этому разделению.

При равнове

где $k_{упр}$ —
 Δx — смещ

Смеще
элементар

После отключения внешнего поля упругие силы быстро возвращают ионы в исходные положения. Время установления и спада ионной поляризации обычно лежит в интервале $10^{-13} \dots 10^{-12}$ с, что примерно на **три порядка больше** времени установления электронной поляризации. Такая особенность объясняется большей **массой смещающихся ионов** по сравнению с массой электронов. Тем не менее инерционность ионной поляризации очень мала, так что ионная составляющая диэлектрической проницаемости $\epsilon_{и}$ остается неизменной вплоть до частот инфракрасного диапазона спектра.

$$p_{и} = q\Delta x = q^2 E / k_{упр}$$

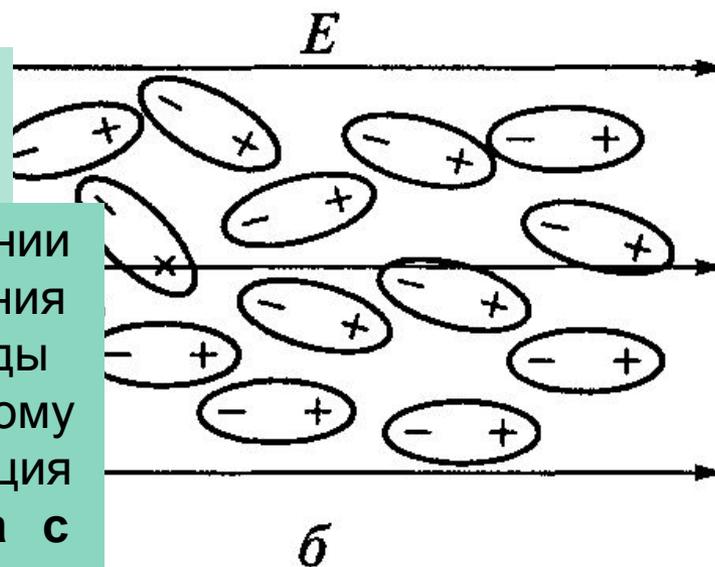
Сумма всех элементарных моментов, приходящихся на единицу объема, характеризует **ионный вклад** в поляризованность диэлектрика.

Ионная поляризация не является универсальной, т.е. свойственной всем диэлектрикам, а характерна только для тех материалов, в которых отчетливо проявляется **ионная химическая связь**.

Дипольно-релаксационная поляризация

Дипольно-релаксационная поляризация свойственна жидкостям, состоящим из полярных молекул.

Такие молекулы даже в
Если внешнее воздействие
отсутствует, дипольные моменты
вследствие непрерывного теплового
движения хаотично ориентированы.
Поворот диполей в направлении
силовых линий требует преодоления
вязкого сопротивления среды
(«молекулярного трения»). Поэтому
дипольно-релаксационная поляризация
протекает замедленно и связана с
потерями энергии электрического
поля, которые рассеиваются в форме
теплоты. В быстропеременных полях
диполи не успевают ориентироваться в
направлении поля, следствием чего
является уменьшение
диэлектрической проницаемости и
поляризованности диэлектрика с



поляризации:

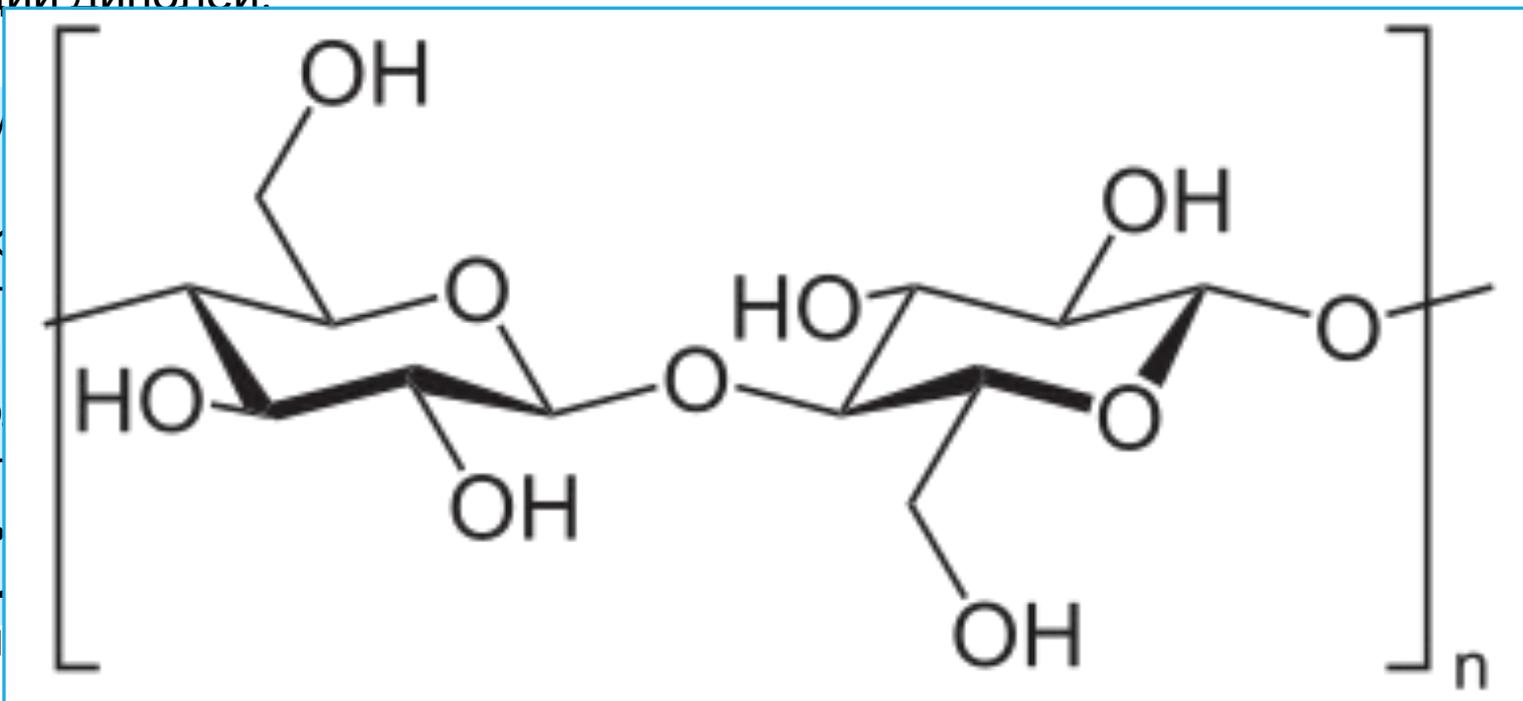
электрического поля;
и воздействию

Восстановление деполяризованного состояния диэлектрика происходит путем тепловой дезориентации молекул. Изменение дипольной составляющей поляризованности диэлектрика во времени $P_{\partial-p}(t)$ описывают формулой

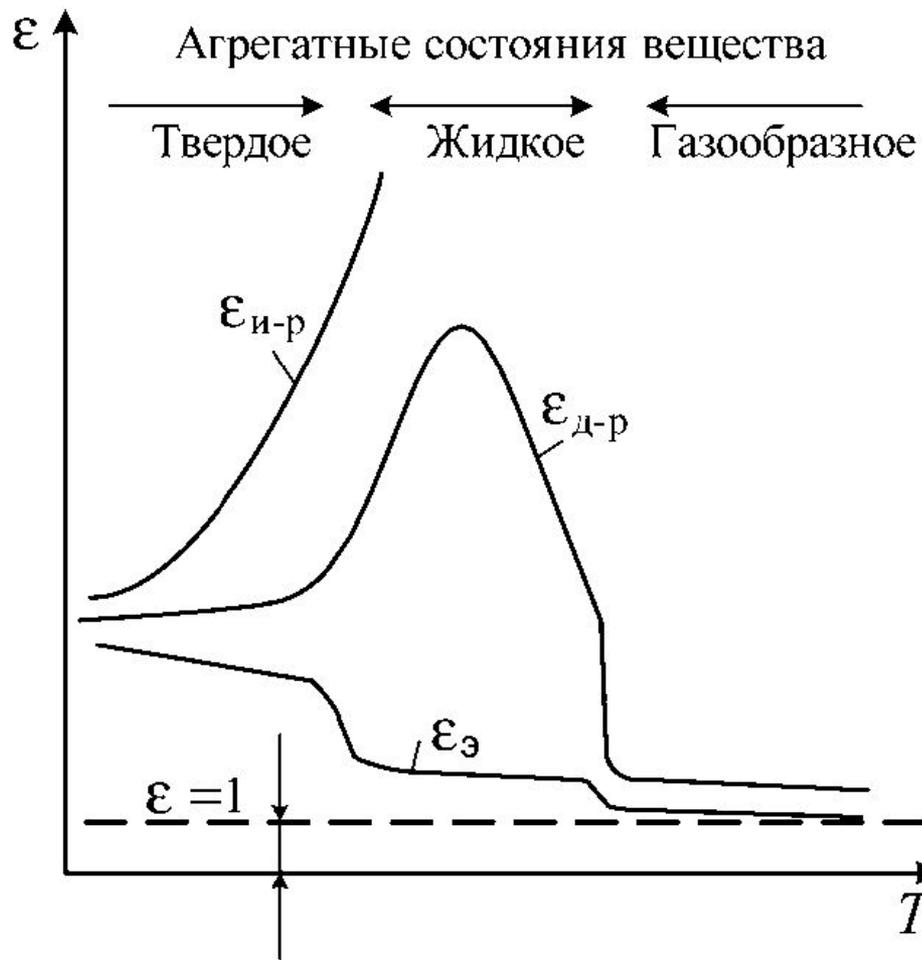
$$P_{\partial-p}(t) = P_{\partial-p}(0) \exp(-t/\tau_0)$$

где $P_{\partial-p}(0)$ — поляризованность в момент отключения поля; t_0 — время релаксации диполей.

Врем
г течение
г диэлектр
н раза о
г экспонен
э силы мо
с следоват
различнь
 $t_0 = 10^{-10} \dots$
должна п



В
а
72
и
е
а
я
и



Температурная зависимость диэлектрической проницаемости в электронная $\epsilon_{э}$, дипольно-релаксационная $\epsilon_{д-р}$ и ионно-релаксационная $\epsilon_{и-р}$ поляризациях диэлектрика.

Общая зависимость относительной диэлектрической проницаемости от температуры. В результате среднего угла поворота диполей возрастает, поляризация получает большее развитие, что находит свое отражение в увеличении диэлектрической проницаемости материала. Возрастает интенсивность теплового колебательного движения частиц. Взаимные тепловые толчки диполей препятствуют их упорядоченному расположению в диэлектрике. Фактор тепловой дезориентации диполей при повышенных температурах оказывается доминирующим. Поэтому **диэлектрическая проницаемость уменьшается.**

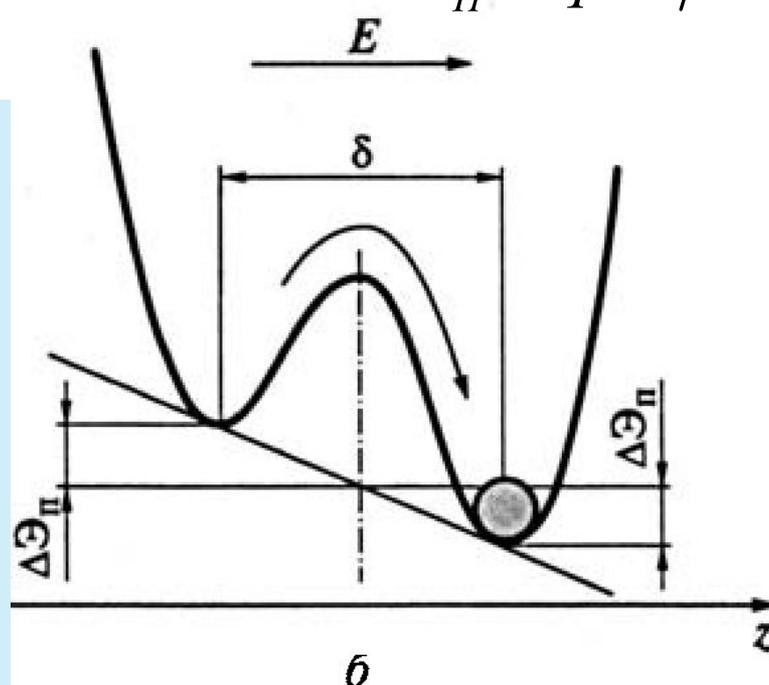
Ионно-релаксационная поляризация

Ионно-релаксационная поляризация может проявляться только в твердых диэлектриках с ионным характером химической связи.

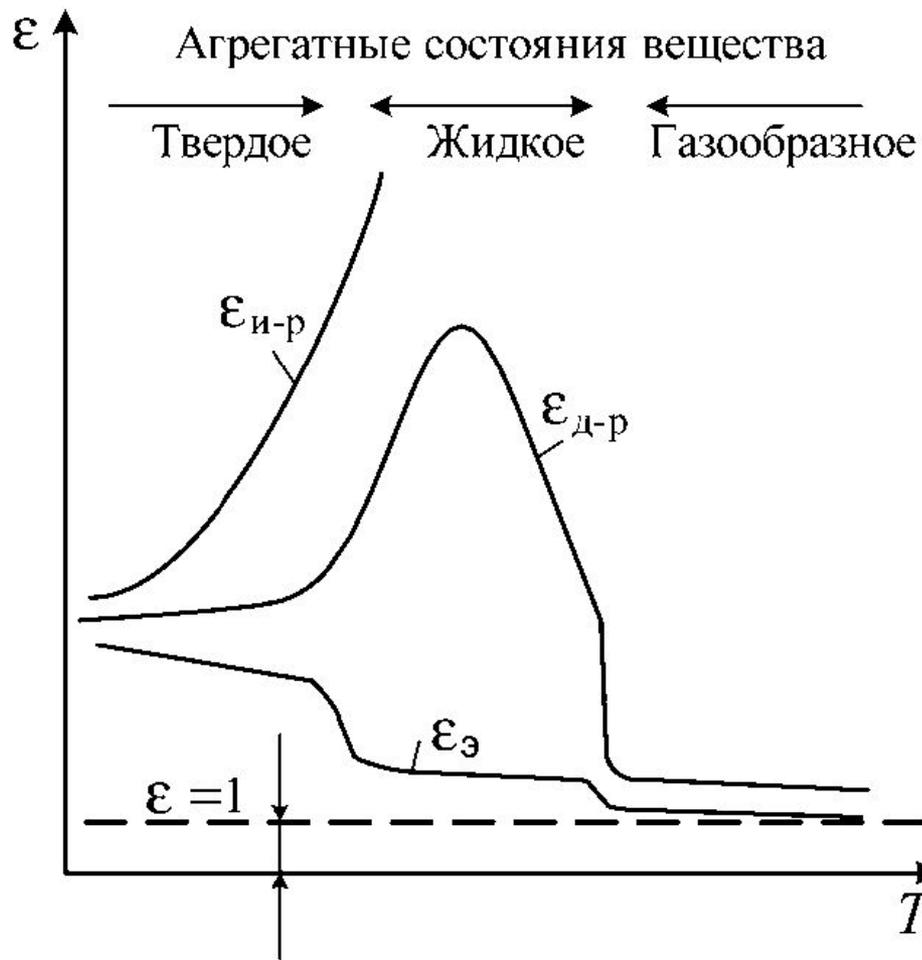
$$\Delta\mathcal{E}_{II} = qE\delta/2$$

$\mathcal{E} \uparrow$ $\mathcal{E} \uparrow$

Основную роль в рассматриваемом механизме поляризации играют **слабо связанные ионы**, которые при тепловом возбуждении могут срываться с мест закрепления и перемещаться на значительные расстояния, **превышающие межатомные промежутки**. При упрощенном описании такого процесса полагают, что **слабо связанные ионы могут иметь несколько эквивалентных положений равновесия, разделенных потенциальными барьерами**; δ — при наложении внешнего поля



связанных ионов при наличии



Температурная зависимость диэлектрической проницаемости в различных поляризациях диэлектрика: электронной $\epsilon_{э}$, дипольно-релаксационной $\epsilon_{д-р}$ и ионно-релаксационной $\epsilon_{и-р}$.

Несмотря на релаксационный характер поляризации максимума в температурной зависимости $\epsilon(T)$ не наблюдается. Это объясняется тем, что в жидком состоянии температура T э... ч... ч... ч... п...
 Необходимо подчеркнуть, что перемещение ионов при тепловых перескоках происходит на расстояния, во много раз превышающие **смещения частиц** при упругой ионной поляризации. При этом длина перескоков не зависит от напряженности поляризующего поля, а определяется только особенностями структуры: числом и распределением дефектов и

Электронно-релаксационная поляризация

Электронно-релаксационная поляризация может возникать в кристаллических диэлектриках при тепловом возбуждении слабосвязанных электронов.

*По сути протекающих процессов она во многом подобна **ионно-релаксационной поляризации**. Слабосвязанные электроны, локализованные на примесных ионах или собственных точечных дефектах структуры, тоже могут иметь несколько эквивалентных устойчивых позиций, разделенных потенциальным барьером. Приложение внешнего электрического поля стимулирует однонаправленность электронных переходов, которая и является причиной появления электрического момента в диэлектрике.*

Такой механизм поляризации характерен для соединений, содержащих **ионы переменной валентности**. Примером подобных соединений могут служить **оксиды титана, циркония, ниобия, тантала** и др.

Диэлектрики, обладающие электронно-релаксационной поляризацией, отличаются повышенной диэлектрической проницаемостью. Отчасти это обусловлено высокой поляризуемостью дефектов, содержащих слабосвязанные электроны, поскольку при слабой связи радиус электронной оболочки оказывается значительным.

Миграционная поляризация

Миграционная поляризация также свойственна только **твердым диэлектрикам** при наличии в них макроскопических неоднородностей структуры. Такими неоднородностями в технических диэлектриках могут быть проводящие и полупроводящие включения, поры, волокна, слои с различной проводимостью и т. п.

В слоистых диэлектриках миграция электронов и ионов приводит к **накоплению зарядов на границах неоднородностей** и в при-электродных областях. В зависимости от характера неоднородностей и температуры время ее установления и спада может составлять $10^{-5} \dots 10^{-4}$ с, т.е. в определенных условиях она может протекать на протяжении нескольких минут или нескольких часов. В переменных полях поляризация происходит со значительным рассеянием электрической энергии.

Среди всех видов поляризации миграционная оказывается самой замедленной.

Резонансная поляризация

Резонансная поляризация наблюдается **во всех диэлектриках** в условиях, когда частота электрического поля близка к собственной частоте колебаний упруго связанных ионов или электронов.

По мере приближения к резонансной частоте резко возрастает поглощение электромагнитной энергии. В ионных кристаллах резонансная поляризация наступает при частотах, соответствующих инфракрасному диапазону спектра электромагнитных

Доменная поляризация

Доменная поляризация **наблюдается только в сегнетоэлектриках** и связана с перестройкой их доменной структуры под действием электрического поля.

Особенностью доменной поляризации является существование температурного порога и наличие диэлектрического гистерезиса.

Площадь гистерезисной петли характеризует потери энергии на переполяризацию сегнето-электриков. Доменную поляризацию можно наблюдать при относительно низких частотах изменения электрического поля, поскольку процессы зарождения доменов и смещения доменных границ проявляют значительную инерционность.

Эквивалентная схема диэлектрика и диэлектрическая дисперсия

Линейные

Нелинейная

Для более наглядного представления процессов индуцированной поляризации изобразим эквивалентную схему **виртуального диэлектрика**, обладающего всеми рассмотренными выше механизмами поляризации. В природе такого диэлектрика **не существует**, поскольку некоторые виды поляризации несовместимы друг с другом (например, ионно-релаксационная и дипольно-релаксационная). Тем не менее в реальных диэлектриках в подавляющем большинстве случаев имеет место наложение **нескольких видов поляризации**, различающихся по степени инерционности.

При воздействии постоянного напряжения в формировании электрического заряда на обкладках конденсатора принимают участие как быстрые, так и медленные процессы поляризации диэлектрика. Однако в **переменных полях с повышением частоты электрического поля** начинает сказываться **инерционность различных механизмов поляризации**, что приводит к **изменению диэлектрической проницаемости**.

В которое представляет собой сопротивление диэлектрика току сквозной

Диэлектрическая дисперсия

Зависимость $\epsilon(f)$ называется диэлектрической дисперсией.

В соответствии с механизмами поляризации различают **релаксационную** и **резонансную** дисперсии.

Релаксационной называется дисперсия, выражающаяся в монотонном снижении диэлектрической проницаемости с ростом частоты.

При резонансной дисперсии ϵ сначала растет, а затем уменьшается, проходя через минимум, и достигает высокочастотного значения.

Для релаксационной дисперсии

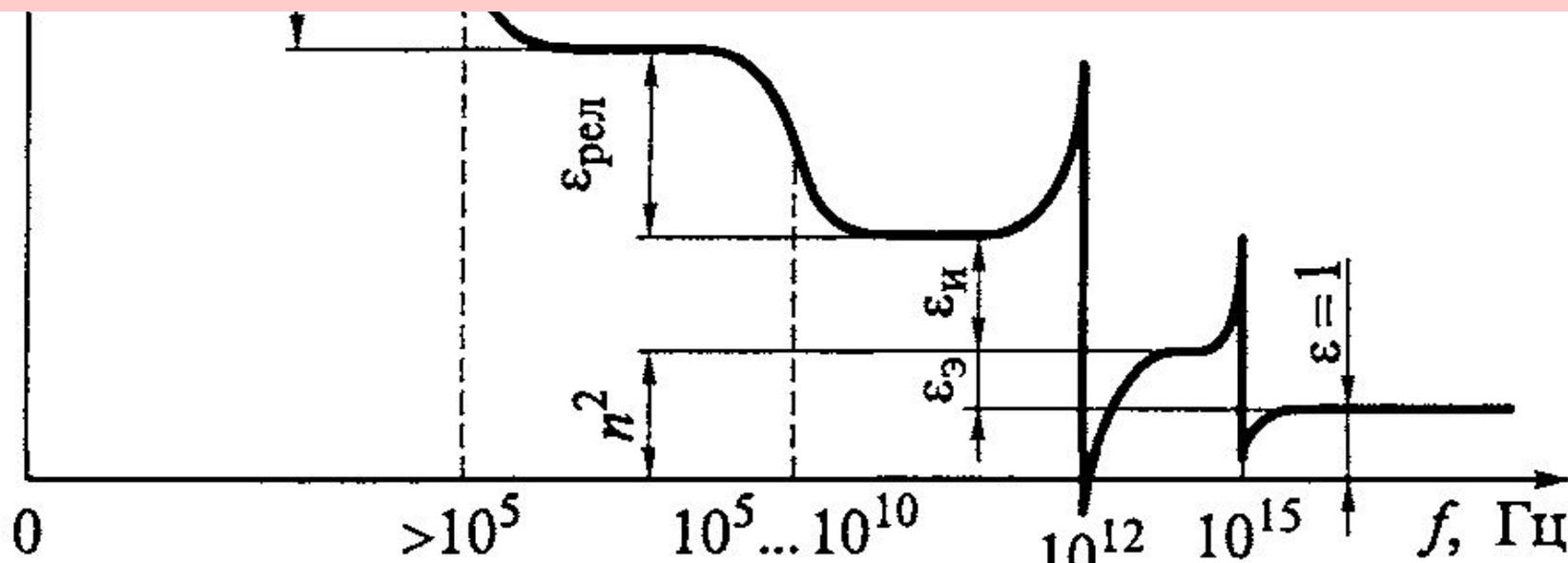
$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} < 0$$

Для резонансной дисперсии

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \quad \text{изменяет знак.}$$

В окрестности резонансной дисперсии диэлектрическая проницаемость может принимать любое, в том числе и отрицательное значение.

Полный диэлектрический спектр виртуального диэлектрика со всеми механизмами поляризации. Низкочастотное значение ϵ часто называют статической диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{ст}}$. Дисперсия $\epsilon(f)$ от низкочастотного значения $\epsilon_{\text{ст}}$ до высокочастотного значения ϵ_{∞} , определяемого только **электронной поляризацией**, происходит в тех диапазонах частот, в которых сказывается инерционность того или иного механизма поляризации.



За пределами радиочастотного диапазона, т.е. при частотах выше 10^{11} Гц реализуются только упругие механизмы поляризации, причем в инфракрасной области электромагнитных колебаний наблюдается резонансная дисперсия, связанная с запаздыванием смещений ионных остовов кристаллической решетки. **Частота ионного резонанса зависит от массы частиц.** При сильно различающейся массе ионов разных сортов можно наблюдать несколько **ионных резонансов**

В ультрафиолетовой и видимой областях спектра диэлектрики обладают только электронной поляризацией. Ее вклад в диэлектрическую проницаемость можно оценить через показатель преломления n , который определяет фазовую скорость распространения электромагнитной волны.

Из уравнений Максвелла следует, что:

$$n = c/v = \sqrt{\epsilon\mu}$$

на оптических частотах для всех веществ магнитная проницаемость $\mu \approx 1$

Поэтому можно считать, что $\epsilon_{\infty} = \epsilon_{\text{э}} + 1 = n^2$

По мере приближения к электронному резонансу ϵ , также начинает зависеть от частоты. Этим объясняется **дисперсия света, т.е зависимость $n(\lambda)$**

Для всех прозрачных веществ с уменьшением длины волны λ показатель преломления n и диэлектрическая проницаемость увеличиваются со все возрастающей скоростью, так что дисперсия вещества $dn/d\lambda$ отрицательна и растет по модулю с увеличением частоты. Это явление, наблюдаемое при резонансном характере электронной поляризации, получило название **нормальной дисперсии.**