

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ГОУ ВПО ИГУ)
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Курс лекций

Физика диэлектриков

для специальности:	010400	физика
по специализации:	010409	физика твёрдого тела

Иркутск 2005 г

Содержание

Введение	3
1. Поляризация диэлектриков	4
1.1. Основные понятия и определения	4
1.2. Виды поляризации	7
1.3. Электрическое поле в диэлектрике	18
1.4. Поляризация диэлектриков различных агрегатных состояний	21
1.5. Поляризация твёрдых диэлектриков	33
1.6. Особенности поляризации, основные свойства и физическая природа сегнетоэлектриков	41
2. Электропроводность диэлектриков	45
2.1. Электропроводность газов	46
2.2. Электропроводность жидкостей	49
3. Диэлектрические потери	55
3.1. Основные понятия и определения	55
3.2. Зависимость $\operatorname{tg} d$ от частоты	58
3.3. Зависимость диэлектрических потерь (P) от частоты	61
3.4. Зависимость диэлектрических потерь от напряжения	62
3.5. Зависимость $\operatorname{tg} d$ от температуры	63
4. Пробой диэлектриков	66
4.1. Пробой газов	67
4.1.1. Теория Таунсенда	67
4.1.2. Теория стримерного пробоя газов	69
4.1.3. Зависимость пробивного напряжения и электрической прочности от различных факторов	70
4.2. Пробой жидких диэлектриков	72
4.2.1. Пробой предельно чистых жидких диэлектриков	72
4.2.2. Пробой жидких диэлектриков технической очистки	73
4.3. Пробой твёрдых диэлектриков	75
4.3.1. Тепловой пробой	75
Список литературы	78

Введение

Диэлектрик – вещество, основным свойством которого является способность к поляризации, и в которых возможно существование электростатического поля.

проводимость

микро- и макроподход

*дифференциальные и интегральные характеристики
связанные и свободные носители*

Электрический момент – вектор, характеризует систему равного количества положительных и отрицательных зарядов.

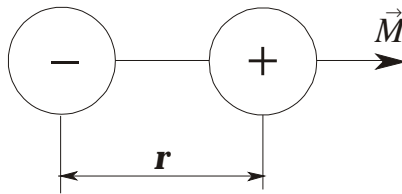


Рис.1. Вектор электрического момента

$$\vec{M} = q\vec{r} \quad (1)$$

где \vec{M} – электрический момент, [Кл·м];

q – заряд;

\vec{r} – вектор, начало которого совпадает с центром масс отрицательного заряда, а конец с центром масс положительного заряда.

Чем большим электрическим моментом обладает диполь, тем большей напряженности электрическое поле он генерирует и тем сильнее взаимодействует с внешним электрическим полем

Собственный электрический момент молекулы $\vec{\mu}_0$ – электрический момент, которым обладает молекула в отсутствие электрического поля. Молекулы, которые обладают собственным электрическим моментом, называются полярными (дипольными), иначе – неполярными.

Неполярные молекулы: He, Ar, Ne

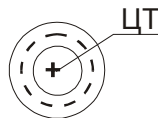


Рис.2. Неполярная молекула

$$\vec{\mu}_0 = q\vec{r} = 0, \text{ так как } \vec{r} = 0.$$

$$\text{N}_2, \text{O}_2, \text{H}_2 \quad \vec{\mu}_0 = 0$$

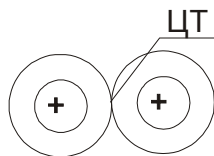


Рис.3. Полярная молекула NaCl

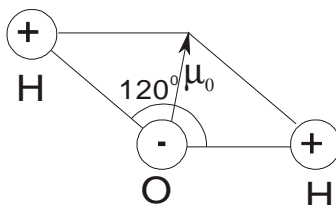


Рис.4. Полярная молекула на примере молекулы H₂O

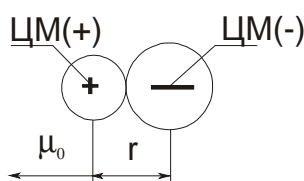


Рис.5. Полярная молекула с ионной связью

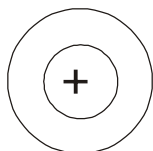
Полярность молекулы зависит от ее состава, вида химической связи и пространственного строения.

1. Поляризация диэлектриков

1.1. Основные понятия и определения

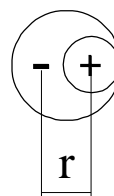
Поляризация – такое состояние вещества, при котором электрический момент некоторого объема этого вещества имеет значение отличное от нуля, а также сам процесс перехода в это состояние.

При помещении молекулы в электромагнитное поле полярные и неполярные молекулы поляризуются. Поляризация характеризуется величиной электрического момента, появившегося в результате приложения электрического поля. Такой момент называется *индуцированным* или *наведенным электрическим моментом*.



$$E = 0,$$

$$\bar{\mu}_0 = 0$$



$$\vec{E}$$

$$\bar{\mu}_u = q\vec{r}$$

$$\vec{\mu}_u = \alpha \vec{E}_л \quad (2)$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый **поляризуемостью** молекулы – определяет способность молекулы вещества к поляризации;

E_n – напряженность локального электрического поля, т.е. поля, действующего непосредственно на данную молекулу.

Учитывая, что направление локального электрического поля и собственного электрического момента обычно совпадают, то выражение (2) может быть записано в скалярной форме:

$$\mu_u = \alpha E_n$$

$$\alpha = \frac{\mu_u}{E_n}$$

Из формулы найдем размерность α

$$\alpha \left[\frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{В/м}} = \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}^2}{\text{В}} = \text{Фм}^2 \right]$$

Поляризация полярной молекулы.

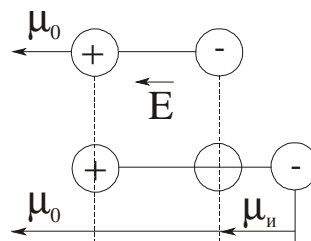


Рис.6. Процесс поляризации полярной молекулы

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_0 + \vec{\mu}_e$$

При помещении в электрическое поле всего диэлектрика происходит поляризация диэлектрика.

1. нейтральный диэлектрик



Рис. 7. Нейтральный диэлектрик в свободном состоянии (а) и при приложении электрического поля (б)

2. полярный диэлектрик



Рис. 8. Полярный диэлектрик в отсутствии поля (а), и при приложении внешнего поля (б)

Количественной оценкой величины поляризации диэлектрика является *поляризованность*:

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^N \mathbf{M}_i}{\Delta V} \quad (3)$$

где M_i – электрический момент i -ой частицы в ΔV ;

N – количество частиц в ΔV .

ΔV – элементарный объем диэлектрика, содержащий, тем не менее, достаточно большое количество молекул, чтобы можно было считать его однородным.

Если диэлектрик состоит из молекул одного типа, то

$$\mathbf{P} = n\alpha \mathbf{E}_a \quad (4)$$

В общем случае

$$\mathbf{P} = \mathbf{E}_a \sum n_i \alpha_i, \quad (5)$$

здесь суммирование производится по всем типам молекул диэлектрика. В скалярной форме:

$$P = n\alpha E_a$$

Электрическая индукция или *электрическое смещение* D

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}$$

$$\bar{D} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E}$$

$$\epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E}$$

Поляризованность \mathbf{P} для всех диэлектриков, кроме сегнетоэлектриков, пропорциональна напряженности электрического поля:

$$\mathbf{P} = \chi \epsilon_0 \mathbf{E}$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость.

$$\epsilon_0 \epsilon \bar{E} = \epsilon_0 \bar{E} + \chi \epsilon_0 \bar{E}$$

$$\epsilon = 1 + \chi$$

Модуль поляризованности P равен поверхностной плотности связанных электрических зарядов, появившихся на поверхности диэлектрика в результате поляризации.

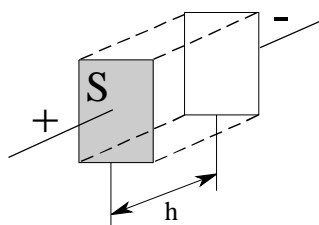


Рис.9. Схема приложения электрического поля к диэлектрику.

$$P_{\text{норм}} = \sigma_{\text{св}}$$

$$q \cdot h = M$$

$$\frac{\sigma S h}{V} = \frac{M}{V}$$

Как $\sigma_{\text{св}}$, так и $P_{\text{норм}}$ имеют размерность [Кл/м²].

1.2. Виды поляризации

В зависимости от механизма или порядка смещения электрических зарядов различают поляризации:

1. электронная поляризация;
2. ионная поляризация;
3. упруго-дипольная поляризация;
4. ионно-релаксационная поляризация;
5. дипольно-релаксационная поляризация;
6. миграционная (межслоевая) поляризация;
7. электронно-релаксационная поляризация;
8. поляризация ядерного смещения;
9. остаточная (электретная) поляризация
10. спонтанная (сегнетоэлектрическая) поляризация.
11. пьезоэлектрическая поляризация

1.2.1. Электронная поляризация

Электронная поляризация проявляется во всех видах диэлектрика. Суть в смещении электронного облака относительно ядра атома при помещении последнего в электрическое поле.

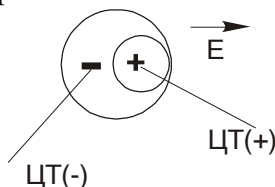


Рис.10. Электронная поляризация

$$\bar{E} \neq 0$$

$$\bar{\mu}_u \neq 0$$

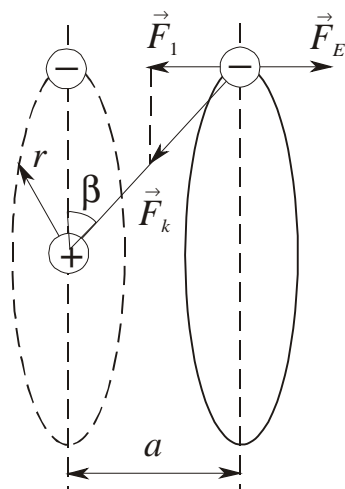


Рис.11. Атом водорода

$$\bar{F}_1 = \bar{F}_E$$

$$F_1 = F_k \sin \beta$$

$$F_E = Eq = Ee$$

$$F_k \sin \beta = Eq$$

$$F_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

При электронной поляризации смещение электрического облака происходит на очень малые углы β . Соответственно расстояние смещения также мало: $a \ll r$, тогда

$$\sin \beta \approx \operatorname{tg} \beta = \frac{a}{r}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{a}{r} = Ee; \Rightarrow a = \frac{E4\pi\epsilon_0 r^3}{e}$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_u &= \alpha E \\ \mu_u &= qa = ea \end{aligned} \right\}$$

$$\alpha = \frac{ea}{E} = \frac{e}{E} \frac{E}{e} 4\pi\epsilon_0 r^3 = 4\pi\epsilon_0 r^3$$

$$\alpha_y = 4\pi\epsilon_0 r^3$$

Точный квантово-механический расчет дает следующую формулу:

$$\alpha_y = 18\pi\epsilon_0 r^3$$

Способность к поляризации при электронном смещении прямо пропорционально кубу радиуса электронной орбиты.

Чем больше радиус электронной орбиты, тем меньше сила притяжения между электронной оболочкой и ядром, тем больше смещение и тем больше поляризуемость.

При увеличении количества электронов на орбитах поляризуемость также возрастает, так как каждый электрон испытывает смещение в электрическом поле. Следовательно, при переходе вдоль столбцов сверху вниз по таблице Менделеева поляризуемость химических элементов увеличивается.

Электронная поляризация устанавливается мгновенно ($\tau_y = 10^{-15}$ сек), поэтому электронная поляризация не зависит от частоты приложенного

напряжения. При снятии электрического поля электроны упруго возвращаются в исходное положение.

Электрическая поляризация не вызывает рассеивания электрической энергии.

1.2.2. Ионная поляризация

Проявляется в диэлектрике ионного строения и обуславливается смещением электронных оболочек ионов относительно прежних центров тяжести.

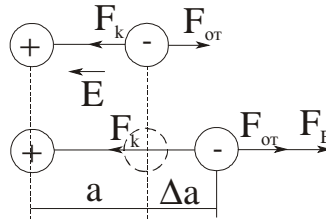


Рис.12. Смещение ионов относительно прежних центров тяжести.

$$\overline{F}_k = \overline{F}_{om}$$

$$F_k = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1)$$

так как $q_1 = q_2 = q$, то:

$$F_{i0} = \frac{b}{a^n} \quad (2)$$

где n – константа, зависящая от типа взаимодействующих ионов, $n=7\div 11$;

b – зависит от типа взаимодействующих ионов.

$$b = \frac{q^2 a^n}{4\pi\epsilon_0 a^2} \quad (3)$$

Наложим поле:

$$\bar{F}_k = \bar{F}_{om} + \bar{F}_E$$

$$F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(a + \Delta a)^2}$$

$$F_{om} = \frac{b}{(a + \Delta a)^n} = \frac{q^2 a^n}{4\pi\epsilon_0 a^2 (a + \Delta a)^n}$$

$$F_E = E$$

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(a + \Delta a)^2} = \frac{q^2 a^n}{4\pi\epsilon_0 a^2 (a + \Delta a)^n} + Eq$$

$$\begin{cases} (a + \Delta a)^2 = a^2 \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^2 = a^2 \left(1 + \frac{2\Delta a}{a} + \frac{\Delta a^2}{a^2}\right) \\ (a + \Delta a)^n = a^n \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^n \end{cases}$$

$$\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2 \left(a + \frac{\Delta a}{a}\right)^2} = \frac{qa^n}{4\pi\epsilon_0 a^2 a^n \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^n} + E$$

$$\frac{q \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^{-2} - q \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^{-n}}{4\pi\epsilon_0 a^2} = E$$

$$\begin{cases} (1 + x)^n = 1 + n \frac{x}{1!} + \frac{n(n-1)x^2}{2!} + \mathbf{K} \\ \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^{-2} = 1 - 2 \frac{\Delta a}{a} + \frac{(-2)(-2-1)\Delta a^2}{2a^2} + \mathbf{K} \end{cases}$$

При ионной поляризации $\Delta a \ll a$ и $\frac{\Delta a^2}{a^2} \ll 1$, тогда

$$\left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^{-2} = 1 - 2 \frac{\Delta a}{a}$$

$$\left(1 - \frac{\Delta a}{a}\right)^n = 1 - n \frac{\Delta a}{a}$$

$$\frac{q \left(1 - 2 \frac{\Delta a}{a}\right) - q \left(1 - n \frac{\Delta a}{a}\right)}{4\pi\epsilon_0 a^2} = E$$

$$\frac{q \frac{\Delta a}{a} (n-2)}{4\pi\epsilon_0 a^2} = E$$

$$\Delta a = \frac{E 4\pi\epsilon_0 a^3}{(n-2)q}$$

$$\left. \begin{array}{l} \mu_u \alpha E \\ \mu_u = q\Delta a \end{array} \right\} \Rightarrow \alpha_u = \frac{q\Delta a}{E} = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3}{n-2}$$

$$\alpha_e = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3}{n-2}$$

$$a = r_1 + r_2$$

$$\alpha_e = \frac{4\pi\epsilon_0 (r_1 + r_2)^3}{n-2}$$

Ионная поляризация, также как и электронная, устанавливается практически мгновенно ($\tau = 10^{-13}$ сек). Не приводит к рассеиванию энергии и, следовательно, не вызывает диэлектрических потерь.

При снятии электрического поля происходит упругий возврат электронной оболочки в прежнее положение.

Более точные квантовомеханические расчеты позволяют определить величину поляризуемости еще более точно.

1.2.3. Упруго-дипольная поляризация

Суть упруго-дипольной поляризации заключается в упругом повороте диполей на малые углы в направлении электрического поля. Проявляется в твердых и жидких диэлектриках, в том числе и в полимерах при достаточно низких температурах, когда молекулы вещества жестко закреплены и поворот которых возможен лишь на малые углы относительно своего первоначального положения.

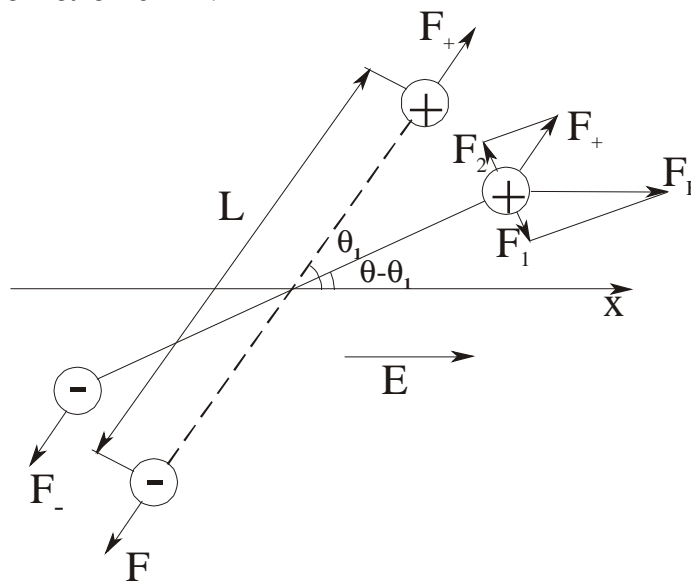


Рис.13. Приложение сил при упруго-дипольной поляризации.

$$\mu_u = \mu_0 \cos(\beta - \beta_1) - \mu_0 \cos \beta = \mu_0 \cos \beta \cos \beta_1 + \mu_0 \sin \beta \sin \beta_1 - \mu_0 \cos \beta$$

$$\mu_u = \mu_0 \cos \beta \cdot (\cos \beta_1 - 1) + \mu_0 \sin \beta \sin \beta_1$$

так как $\cos \beta_1 \approx 1$ то $\cos \beta_1 - 1 \approx 0$, тогда

$$\mu_u = \mu_0 \sin \beta \sin \beta_1 \quad (1)$$

Найдем $\sin \beta_1$:

$$M_{кpF_E} = M_{кpF_+}$$

$$F_1 \frac{l}{2} = F_2 \frac{l}{2}$$

$$F_1 = F_E \sin(\beta - \beta_1)$$

$$F_2 = F_+ \sin \beta_1$$

$$F_E \sin(\beta - \beta_1) = F_+ \sin \beta$$

$$\sin \beta_1 = \frac{F_E \sin(\beta - \beta_1)}{F_+} = \frac{Eq \sin \beta}{E_+ q} = \frac{E \sin \beta}{E_+} \quad (2)$$

$$\beta_1 \ll \beta \Rightarrow \sin(\beta - \beta_1) \approx \sin \beta$$

Подставим выражение (2) в (1):

$$\left. \begin{aligned} \mu_u &= \mu_0 \sin \beta \frac{E \sin \beta}{E_+} \\ \mu_u &= \alpha E \end{aligned} \right\} \Rightarrow \alpha = \frac{\mu_0 \sin^2 \beta}{E_+} \frac{\mu_0}{\mu_0}$$

$E_+ \mu_0 = U_0$ (энергия межмолекулярных связей), тогда:

$$\alpha = \frac{\mu_0^2 \sin^2 \beta}{U_0}$$

Максимальная поляризуемость при $\beta = 90^0$. Молекулы не будут поляризоваться, если ось направлена по полю.

Время установления упруго-дипольной поляризации $\tau = 10^{-14}$ сек. Данная поляризация не приводит к потере (рассеянию) энергии и не зависит от частоты напряжения.

1.2.4. Ионно-релаксационная поляризация

Ионно-релаксационная поляризация проявляется в диэлектрике ионного строения (керамика, стекло и т.д.) Из-за дефектов кристаллической решетки существует определенное количество слабо связанных ионов, которые в результате теплового колебания могут хаотически перемещаться в различных направлениях на расстояние превышающее размеры ионов, но не превышающие размеров решетки. При помещении таких диэлектриков в электрическое поле перемещение ионов становится упорядоченным и происходит преимущественно в направлении электрического поля. В результате в диэлектрике возникает асимметрия в распределении электрических зарядов, создающая электрический момент. Для перемещения ионов требуется определенное время, поэтому поляризация происходит с некото-

рым запаздыванием – релаксацией по отношению к изменению поля. Это явление называется ионно-релаксационной поляризацией.

Время установления τ от 0,1 до нескольких секунд.

При установлении затрачивается энергия. Энергия рассеивается в виде тепла, т.е. указанный вид поляризации вызывает диэлектрические потери.

Математическое описание

Допустим, в некотором объеме диэлектрика имеем несколько слабо-связанных ионов. Допустим, каждый ион может занимать только два положения равновесия.

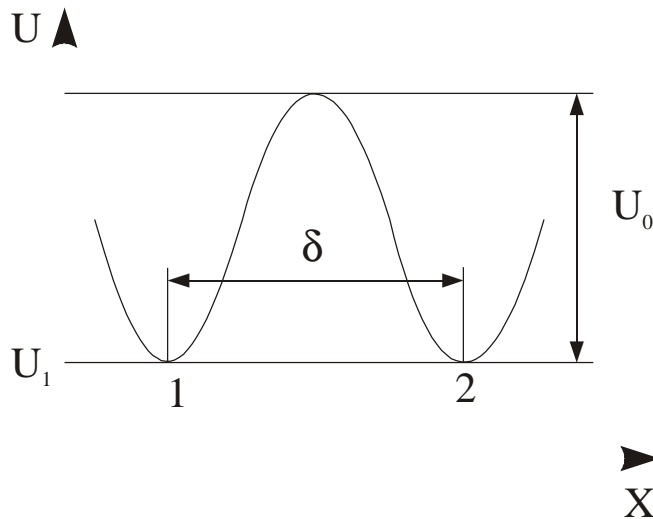


Рис.14. Энергетическая диаграмма в отсутствие электрического поля

В отсутствие электрического поля ионы совершают тепловые колебания. При этом существует вероятность того, что энергия таких колебаний превысит величину потенциального барьера и ион может перейти в другое положение равновесия. Вероятность такого перехода равна:

$$\Pi = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

где k – постоянная Больцмана;

T – температура в Кельвинах.

$$\Pi_{1-2} = \Pi_{2-1} = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

Для простоты предполагаем, что перемещения возможны лишь в шести основных взаимно перпендикулярных направлениях. Количество ионов, перебрасываемых в любом из шести направлений пространства в единицу времени, определяется как

$$n = \frac{n_0}{6} \nu e^{-\frac{U_0}{kT}} \quad (1)$$

где ν – частота собственных тепловых колебаний.

В отсутствие электрического поля $n_{1-2} = n_{2-1} = n$. Накладываем электрическое поле. Приложение электрического поля приводит к тому, что

ионы, движущиеся в направлении оси X , получают дополнительное количество энергии ΔU (рис.15), а это приводит к тому, что вероятность перехода из состояния 1 в состояние 2 становится больше вероятности перехода из состояния 2 в состояние 1, т.е. $n_{1-2} > n_{2-1}$.

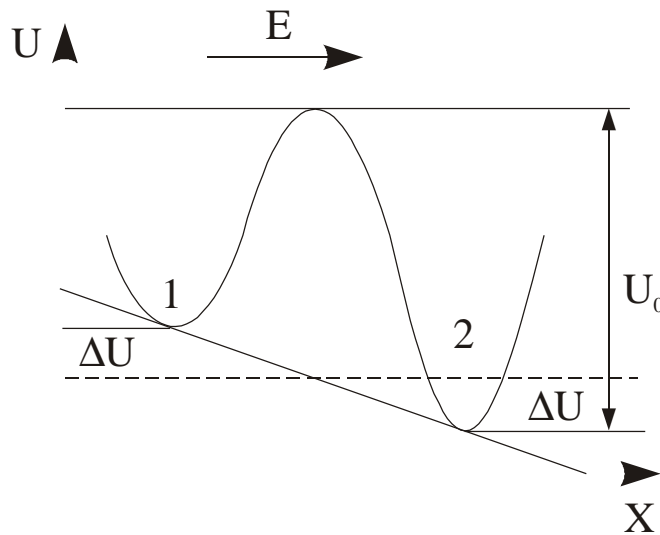


Рис.15. Энергетическая диаграмма при приложении электрического поля

По истечении некоторого длительного времени в положении 1 окажется

$$n_1 = \frac{n_0}{6} - \Delta n$$

а в положении 2

$$n_1 = \frac{n_0}{6} + \Delta n$$

где Δn – дополнительное количество перебрасываемых электронов.

Процессы поляризации происходят в слабых электрических полях, при этом энергия электрического поля много меньше энергии теплового движения, т.е. $\Delta U \ll kT$. В конечном итоге получаем формулу для поляризации:

$$\alpha = \frac{q^2 \delta^2}{12kT}$$

где δ – расстояние между узлами решетки.

Таким образом, поляризация при ионно-релаксационном характере зависит от величины зарядов ионов, участвующих в поляризации, и от структуры решетки. Т.е. чем более рыхлая решетка, тем больше поляризация. Также поляризация зависит от температуры – чем выше температура, тем меньше поляризация, и чем ниже температура, тем больше поляризация.

1.2.5. Дипольно-релаксационная поляризация

В чистом виде дипольно-релаксационная поляризация проявляется в жидких, газообразных и аморфных полярных диэлектриках. Физическая суть этого вида поляризации заключается в ориентации диполей в направлении электрического поля с некоторым запаздыванием (релаксацией) относительно времени изменения электрического поля.

При снятии электрического поля диполи не возвращаются моментально, под действием теплового колебания возобновляется хаос.

Математическое описание

Пусть имеется n_0 связанных диполей. Пусть диполь может ориентироваться только в двух направлениях: по полю и против поля.

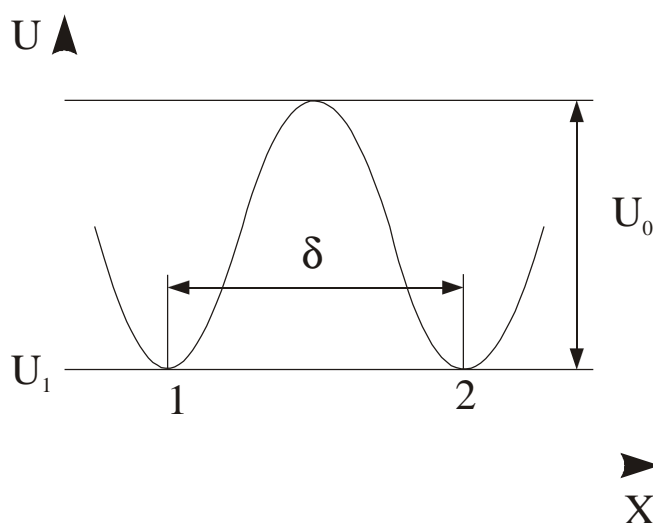


Рис.16. Энергетическая диаграмма в отсутствие электрического поля

Существует определенная вероятность того, что в результате теплового движения диполь приобретет такую энергию, которая будет выше потенциального барьера U_0 и позволит ему сориентироваться в другом направлении. Вероятность такого перехода определяется статистикой Больцмана:

$$\Pi = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

где k – постоянная Больцмана;

T – температура в Кельвинах.

В отсутствие электрического поля величина потенциального барьера U_0 одна и та же, поэтому вероятность ориентации диполя по полю и против поля одинакова:

$$\Pi_{1-2} = \Pi_{2-1} = e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

Количество диполей ориентированных в любом из направлений трехмерного пространства будет равно:

$$n = \frac{n_0}{6} \nu e^{-\frac{U_0}{kT}}$$

После наложения электрического поля для диполей, ориентирующихся по направлению поля, величина потенциального барьера уменьшилась на ΔU . Для диполей ориентированных в противоположном направлении величина потенциального барьера увеличилась на ΔU , где ΔU – величина энергии электрического поля.

В результате изменились вероятности переброса: по полю – увеличилась, против поля – уменьшилась.

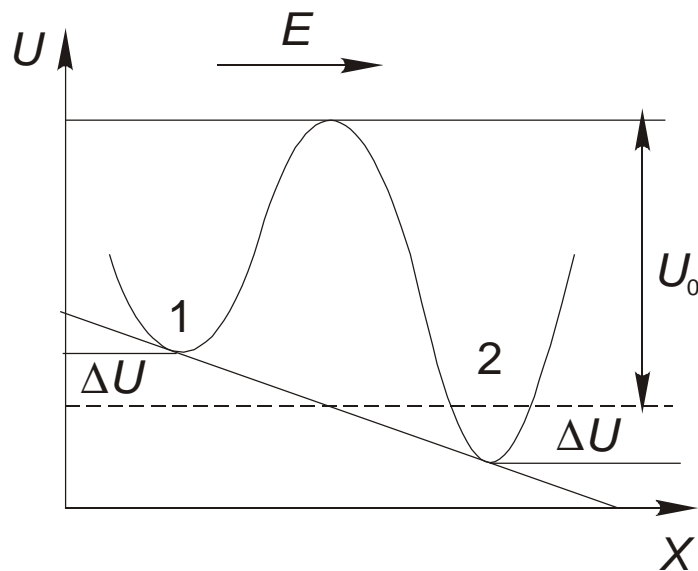


Рис.17. Энергетическая диаграмма при приложении электрического поля

Таким образом, по прошествии длительного времени в направлении электрического поля сориентируется на Δn диполей больше, чем против поля. Это приведет к образованию электрического момента.

Поляризуемость будет равна:

$$\alpha = \frac{\mu_0^2}{3kT}$$

Поляризуемость молекулы зависит от величины собственного дипольного момента, т.е. чем более полярны молекулы вещества, тем выше поляризуемость. Зависит также от температуры: с увеличением температуры поляризуемость уменьшается. Это связано с хаотическим разупорядочением в результате тепловых колебаний.

Рассмотренные виды поляризации (5 видов) являются основными, они определяют электрические свойства диэлектриков.

Остальные виды поляризации сказываются незначительно на этих свойствах (кроме сегнетоэлектрической поляризации и миграционной поляризации). Поэтому в инженерных расчетах они, как правило, не учитываются.

1.2.6. Миграционная (межслоевая) поляризация

Физической основой миграционной поляризации является перемещение слабосвязанных ионов в объеме диэлектрика на значительное расстояние, соизмеримое с толщиной всего диэлектрика. Эти перемещения приводят к образованию пространственных зарядов на границах раздела диэлектрика, поэтому эта поляризация называется межслоевой. Время на такие перемещения велико, поэтому идет запаздывание (релаксация). И так же, как и ионно-релаксационная, дипольно-релаксационная поляризация происходит с выделением тепла.

В общем виде процесс миграционной поляризации аналогичен ионно-релаксационной поляризации, с тем отличием, что перемещение зарядов происходит на значительно большие расстояния.

1.2.7. Электронно-релаксационная поляризация

Имеет такой же механизм, как ионно-релаксационная поляризация, с той лишь разницей, что слабо связанными зарядами являются электроны, которые перебрасываются на расстояние, равное постоянной решетки δ или несколько больше. Проявляется в диэлектриках, имеющих кристаллическую структуру.

1.2.8. Поляризация ядерного смещения

Наблюдается в диэлектриках, молекулы которых состоят из нескольких атомов. Под действием электрического поля ядра смещаются на некоторое расстояние от своего первоначального положения, что вызывает асимметрию в распределении электрических зарядов и, соответственно, поляризацию, которая называется поляризацией ядерного смещения.

Устанавливается мгновенно ($\tau \approx 10^{-13}$ сек). Смещение упругое, не вызывает диэлектрических потерь.

1.2.9. Остаточная (электретная) поляризация

В некоторых веществах, имеющих малую проводимость, поляризация остается в течение достаточно длительного времени (месяцы, годы). Такая поляризация называется еще электретной и характерна для особого класса диэлектриков – электретов.

1.2.10. Спонтанная (сегнетоэлектрическая) поляризация

Поляризация, возникающая спонтанно в отсутствие электрического поля. Наблюдается у особого класса диэлектриков – сегнетоэлектриков.

1.2.11. Пьезоэлектрическая поляризация

Данный вид поляризации возникает при механической деформации особого класса диэлектриков – пьезоэлектриков. Кроме данного эффекта – прямого – данный вид диэлектриков обладает обратным пьезоэффектом, заключающимся в возникновении деформаций при помещении пьезоэлектрика в электрическое поле.

1.3. Электрическое поле в диэлектрике

1.3.1. Поле Лоренца

При рассмотрении физических процессов в диэлектриках используют понятие внешнего и локального поля.

Внешнее поле – это поле, приложенное по всему объему диэлектрика, характеризуется средней напряженностью электрического поля:

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi.$$

Для плоского конденсатора среднюю напряженность можно выразить формулой:

$$E = \frac{U}{h}.$$

Внешнее поле создается зарядами вне диэлектрика (например, на обкладках конденсатора) и связанными зарядами на поверхности диэлектрика.

Локальное поле – поле, действующее на конкретную данную молекулу диэлектрика:

$$\vec{E}_{\text{л}} = \vec{E} + \vec{E}_{\text{внутр}}$$

$\vec{E}_{\text{внутр}}$ – поле, созданное молекулами диэлектрика, окружающими данную молекулу.

Найдем $\vec{E}_{\text{внутр}}$, для этого мысленно окружим рассматриваемую молекулу сферой радиуса R много большей молекулы. В то же время сама эта сфера должна быть намного меньше толщины рассматриваемого диэлектрика h .

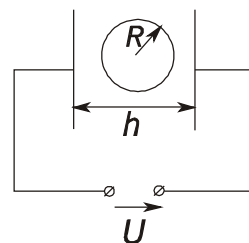


Рис.18. Сферическая область в диэлектрике вокруг рассматриваемой молекулы

Разделим $\vec{E}_{\text{внутр}}$ на две составляющие:

$$\vec{E}_{\text{внутр}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

где \vec{E}_1 – поле, действующее на данную молекулу, создаваемое молекулами, находящимися за сферой, так называемое поле дальнего окружения;

\vec{E}_2 – поле, создаваемое молекулами, находящимися внутри сферы – поле ближнего окружения.

Определим E_1 . Для этого мысленно извлечем шар радиуса R из диэлектрика и рассмотрим получившуюся полость отдельно.

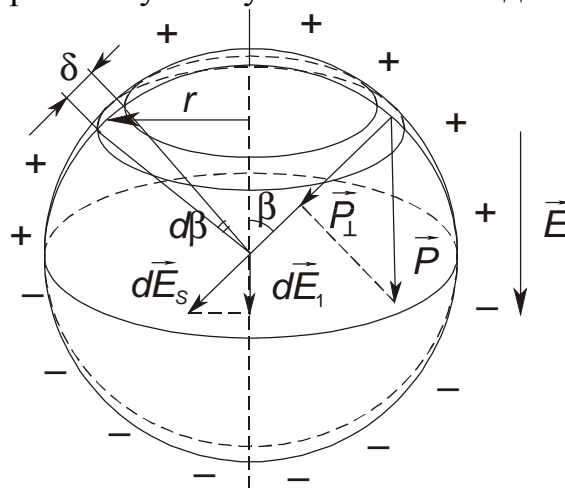


Рис.19. Сферическая полость в диэлектрике

Выделим на сфере элементарную площадку шириной δ и площадью dS как показано на рис.19

В целом на площадке имеется связанный поверхностный элементарный заряд

$$dq = \sigma dS,$$

где σ – плотность поверхностного связанного заряда на dS .

Плотность поверхностного связанного заряда у диэлектриков равна модулю касательной составляющей вектора поляризованности. Таким образом, можно записать:

$$\sigma = P_{\perp} = P \cos \beta.$$

Элементарный заряд dq создает в центре сферы элементарную напряженность:

$$dE_1 = dE_s \cos \beta.$$

$$dE_s = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 R^2},$$

$$dE_1 = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 R^2} \cos \beta = \frac{\sigma dS \cos \beta}{4\pi\epsilon_0 R^2}$$

$$dS = 2\pi r \delta = 2\pi(R \sin \beta) \delta = 2\pi R^2 \sin \beta d\beta.$$

$$dE_1 = \frac{(P \cos \beta) 2\pi R^2 \sin \beta d\beta \cos \beta}{4\pi \epsilon_0 R^2} = \frac{P \cos^2 \beta \sin \beta d\beta}{2\epsilon_0}$$

$$E_1 = \int_0^\pi \frac{P \cos^2 \beta \sin \beta d\beta}{2\epsilon_0} = \frac{P}{2\epsilon_0} \int_0^\pi \cos^2 \beta \sin \beta d\beta = -\frac{P}{2\epsilon_0} \frac{\cos^3 \beta}{3} \Big|_0^\pi =$$

$$= -\frac{P}{2\epsilon_0} \left(-\frac{1}{3} - \frac{1}{3} \right) = \frac{P}{3\epsilon_0}.$$

$$E_1 = \frac{P}{3\epsilon_0}.$$

Для неполярных диэлектриков напряженность поля ближнего окружения E_2 практически равна нулю: $E_2 \approx 0$, отсюда:

$$\vec{E}_{\text{л}} = E + \frac{P}{3\epsilon_0}, \quad (1)$$

где $\vec{E}_{\text{л}}$ – локальное поле Лоренца – локальное поле неполярных диэлектриков.

1.3.2. Уравнение Клаузиуса – Мосотти

Уравнение (1) устанавливает связь между локальным и внешним полем.

$$\left. \begin{array}{l} D = \epsilon \epsilon_0 E \\ D = \epsilon_0 E + P \end{array} \right\} \Rightarrow P = \epsilon \epsilon_0 E - \epsilon_0 E = \epsilon_0 E (\epsilon - 1). \quad (2)$$

Подставим (2) в (1):

$$E_{\text{л}} = E + \frac{\epsilon_0 E (\epsilon - 1)}{3\epsilon_0} = E \left(1 + \frac{\epsilon - 1}{3} \right) = E \left(\frac{\epsilon + 2}{3} \right). \quad (3)$$

Уравнение (3) показывает, что напряженность локального поля зависит от материала диэлектрика.

$$P = n\alpha E_{\text{л}} = n\alpha E \left(\frac{\epsilon + 2}{3} \right).$$

С учетом выражения (2), получим:

$$\epsilon_0 E (\epsilon - 1) = n\alpha E \left(\frac{\epsilon + 2}{3} \right)$$

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}. \quad (4)$$

Уравнение Клаузиуса – Мосотти (4) справедливо только для неполярных диэлектриков (т.е. учитывает только электронную поляризацию). Позволяет устанавливать связь между макроскопическим параметром, характеризующим диэлектрик как непрерывное тело, а именно диэлектрической проницаемостью ϵ и его микроскопическими параметрами: концентрацией молекул n и поляризуемостью молекул α .

Для инженерных расчетов уравнение (4) можно использовать в модифицированном виде:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0} \cdot \frac{M}{\rho}$$

где M – молярная масса вещества;

ρ – плотность вещества.

Так как, по определению, nM/ρ – число Авогадро N_A , то

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \Pi = \frac{\alpha N_A}{3\varepsilon_0},$$

где $\Pi = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho}$ – молярная поляризация.

Установлено, что для всех неполярных диэлектриков $\varepsilon \approx v^2$, где v – коэффициент преломления электромагнитных волн в диэлектрике.

$$\frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} = \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0}$$

или

$$\frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = R = \frac{\alpha N_A}{3\varepsilon_0}$$

где $R = \frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho}$ – молярная рефракция.

1.4. Поляризация диэлектриков различных агрегатных состояний

1.4.1. Поляризация неполярных газов

Связь диэлектрической проницаемости с микроскопическими параметрами неполярного диэлектрика определяется уравнением Клаузиуса – Мосотти:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0} \quad (1)$$

Для газов $\varepsilon \approx 1$, поэтому (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\varepsilon - 1}{3} = \frac{n\alpha}{3\varepsilon_0}$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{n\alpha}{\varepsilon_0} \quad (2)$$

Воспользуемся уравнением состояния идеального газа $P = nkT$ для перехода к давлению и температуре

$$\varepsilon = 1 + \frac{P\alpha}{kT\varepsilon_0} \quad (3)$$

Уравнение (3) является аналогом уравнения Клаузиуса – Мосотти для неполярных газов.

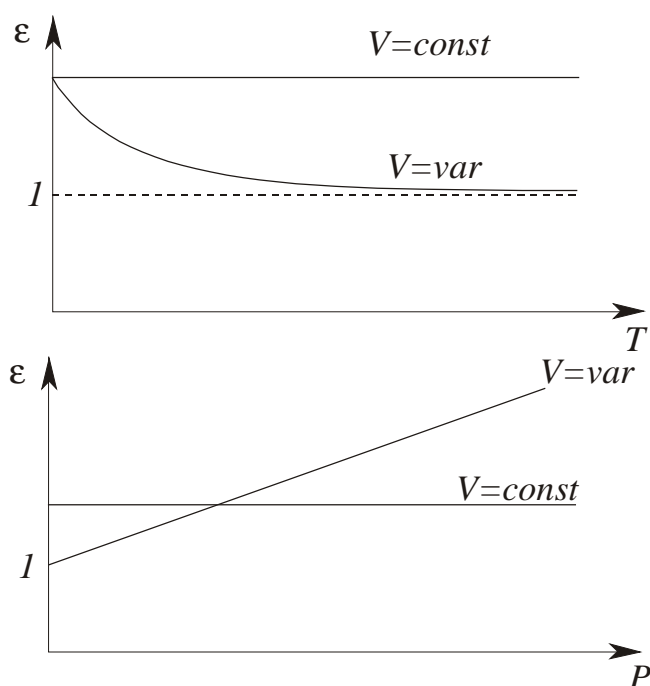


Рис.20. Зависимость диэлектрической проницаемости газов от температуры и давления

Для количественной оценки изменения диэлектрической проницаемости при изменении температуры применяется температурный коэффициент диэлектрической проницаемости:

Температурный коэффициент любой величины Z по определению равен:

$$TK_Z = \frac{d \ln Z}{dT} = \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dT}$$

Физический смысл: относительное изменение параметра Z при изменении температуры на единицу.

Таким образом, температурный коэффициент диэлектрической проницаемости находится по следующей формуле:

$$TK_\epsilon = \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT}$$

Физический смысл: относительное изменение диэлектрической проницаемости при изменении температуры на один градус.

Так как для газов $\epsilon \approx 1$, то $TK_\epsilon \approx \frac{d\epsilon}{dT}$.

$$\frac{d\epsilon}{dT} = \frac{d\left(1 + \frac{P\alpha}{kT\epsilon_0}\right)}{dT} = \frac{P\alpha}{k\epsilon_0} \frac{d\left(\frac{1}{T}\right)}{dT} = -\frac{P\alpha}{k\epsilon_0} \frac{1}{T^2}$$

Из уравнения (3) получаем

$$\frac{P\alpha}{k\epsilon_0} = (\epsilon - 1)T$$

$$\frac{d\epsilon}{dT} = -\frac{(\epsilon - 1)T}{T^2} = -\frac{\epsilon - 1}{T}$$

$$\frac{d\epsilon}{dT} = -\frac{\epsilon - 1}{T}$$

С увеличением температуры диэлектрическая проницаемость уменьшается

$$TK_\epsilon \approx -\frac{\epsilon - 1}{T}$$

TK_ϵ – барический коэффициент диэлектрической проницаемости.

Физический смысл – относительное изменение диэлектрической проницаемости при изменении давления на одну единицу.

$$PK_\epsilon = \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dP} \approx \frac{d\epsilon}{dP} \quad (\text{для газов}).$$

$$\frac{d\epsilon}{dP} = \frac{d\left(1 + \frac{P\alpha}{kT\epsilon_0}\right)}{dP} = \frac{\alpha}{kT\epsilon_0} = \frac{\epsilon - 1}{P}$$

$$PK_\epsilon = \frac{\epsilon - 1}{P}$$

С увеличением давления диэлектрическая проницаемость увеличивается.

1.4.2. Поляризация полярных газов

Внутреннее поле полярных газов как и в неполярных весьма мало из-за больших расстояний между молекулами в газе. Соответственно для полярных газов также справедливы выражения

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0},$$

$$\epsilon = 1 + \frac{n\alpha}{\epsilon_0}.$$

В полярных газах несколько видов поляризаций, поэтому $\alpha = \alpha_\odot + \alpha_{\text{я}} + \alpha_{\text{др}}$. Так как $\alpha_{\text{я}}$ проявляется в меньшей степени, чем α_\odot и $\alpha_{\text{др}}$, то ею можно пренебречь.

$$\alpha_{\text{я}} \ll \alpha_\odot < \alpha_{\text{др}}.$$

Тогда

$$\epsilon = 1 + \frac{n}{\epsilon_0} (\alpha_{\text{я}} + \alpha_{\text{др}}) = 1 + \frac{n}{\epsilon_0} \left(\alpha_{\text{я}} + \frac{\mu_0^2}{3kT} \right) \quad (6)$$

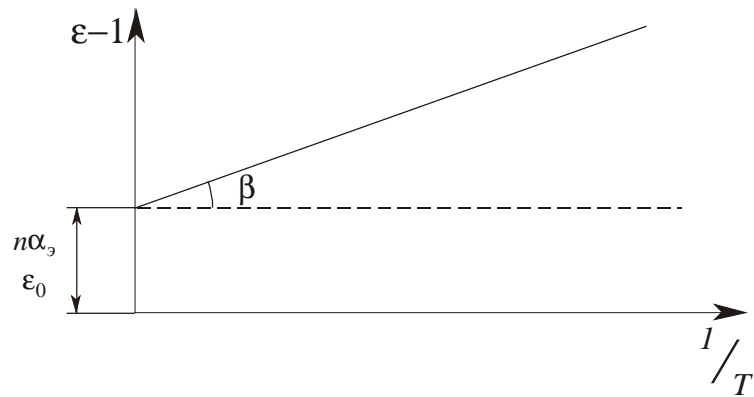


Рис.21. Зависимость диэлектрической проницаемости полярных газов от температуры

Пусть $\varepsilon - 1 = y$, $\frac{n\alpha_{\text{э}}}{\varepsilon_0} = a$, $\frac{n\mu_0^2}{3\varepsilon_0 kT} = b$, $\frac{1}{T} = x$, тогда $y = a + bx$.

$$\varepsilon - 1 = \frac{n\alpha_{\text{э}}}{\varepsilon_0} + \frac{n\mu_0^2}{\varepsilon_0 3kT}$$

$$\text{tg}\beta = b = \frac{n\mu_0^2}{3\varepsilon_0 k} \Rightarrow \mu_0 = \sqrt{\frac{3\varepsilon_0 k \cdot \text{tg}\beta}{n}}$$

Определим TK_{ε} для полярных газов:

$$T_{k\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \approx \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{d\left(1 + \frac{n\alpha}{\varepsilon_0} + \frac{n\mu_0^2}{3\varepsilon_0 kT}\right)}{dT} = -\frac{n\mu_0^2}{3\varepsilon_0 k} \frac{1}{T^2}$$

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n\alpha_{\text{э}}}{3\varepsilon_0}$$

$$\frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} = \frac{n\alpha_{\dot{\gamma}}}{3\epsilon_0}$$

$$v^2 - 1 = \frac{n\alpha_{\dot{\gamma}}}{\epsilon_0}$$

$$\alpha_{\dot{\gamma}} = \frac{(v^2 - 1)\epsilon_0}{n}$$

$$\mu_0^2 = \frac{(\epsilon - v^2)3kT\epsilon_0}{n}$$

$$\frac{d\epsilon}{dT} = -\frac{n}{3\epsilon_0 kT^2} \frac{(\epsilon - v^2)3kT\epsilon_0}{n} = -\frac{\epsilon - v^2}{T}$$

$$T_{k\epsilon} = -\frac{\epsilon - v^2}{T}$$

Барический коэффициент диэлектрической проницаемости для полярных газов:

$$P_{k\epsilon} \approx \frac{d\epsilon}{dP}$$

$$\epsilon = 1 + \frac{n}{\epsilon_0} \left(\alpha_{\dot{\gamma}} + \frac{\mu_0^2}{3kT} \right) = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 kT} \left(\alpha_{\dot{\gamma}} + \frac{\mu_0^2}{3kT} \right)$$

$$\frac{d\epsilon}{dP} = \frac{\alpha_{\dot{\gamma}}}{\epsilon_0 kT} + \frac{\mu_0^2}{3\epsilon_0 (kT)^2}$$

$$\frac{\alpha_{\dot{\gamma}}}{\epsilon_0 kT} + \frac{\mu_0^2}{3\epsilon_0 (kT)^2} = \frac{\epsilon - 1}{P}$$

$$\frac{d\epsilon}{dP} = P_{k\epsilon}$$

1.4.3. Поляризация неполярных жидкостей

К неполярным жидкостям относятся бензол, ксилол, четыреххлористый углерод, нефтяные масла, а также все слабополярные жидкости с $\mu_0 \leq 1,6 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

При поляризации жидкости основную роль играет поляризация электрического смещения. Это обуславливает низкое значение диэлектрической проницаемости таких жидкостей, значение которой не превышает 2,5.

Для этих жидкостей справедливо уравнение Клазиуса-Масотти:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}$$

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{D} = \frac{\alpha N_A}{3\epsilon_0}$$

$$N_A = \frac{Mn}{D}$$

$$3\varepsilon_0(\varepsilon - 1)M = N_A \alpha D(\varepsilon + 2)$$

$$3\varepsilon_0 \varepsilon M - 3\varepsilon_0 M = N_A \alpha D \varepsilon + 2N_A \alpha D$$

$$\varepsilon(3\varepsilon_0 M - N_A \alpha D) = 2N_A \alpha D + 3\varepsilon_0 M$$

$$\varepsilon = \frac{3\varepsilon_0 M + 2N_A \alpha D}{3\varepsilon_0 M - N_A \alpha D}$$

$$D = D_{\text{таб}} [1 + \beta_V (293 - t)]$$

где $D_{\text{таб}}$ - плотность жидкости при $t = 20^\circ\text{C}$;
 β_V - коэффициент объемного расширения;
 t - температура.

Таким образом, получаем:

$$\varepsilon = \frac{3\varepsilon_0 M + 2N_A \alpha D_{\text{таб}} [1 + \beta_V (293 - t)]}{3\varepsilon_0 M - N_A \alpha D_{\text{таб}} [1 + \beta_V (293 - t)]}$$

Поскольку жидкость практически не сжимается с увеличением давления, объем и концентрация молекул не изменяются, следовательно $\varepsilon = \text{const}(P)$ (из уравнения Клаузиуса – Мосотти)

$$T_{k\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT}$$

$$\frac{d\left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right)}{dT} = \frac{d\left(\frac{n\alpha}{3\varepsilon_0}\right)}{dT}$$

$$\frac{1(\varepsilon + 2) - 1(\varepsilon - 1)d\varepsilon}{(\varepsilon + 2)^2 dT} = \frac{\alpha}{3\varepsilon_0} \frac{dn}{dT}$$

$$\frac{3d\varepsilon}{(\varepsilon + 2)^2 dT} = \frac{\alpha dn}{3\varepsilon_0 dT} \frac{n}{n}$$

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = -\beta_V$$

тогда:

$$\frac{3d\varepsilon}{(\varepsilon + 2)^2 dT} = -\frac{\alpha \beta_V n}{3\varepsilon_0}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = -\frac{\alpha n}{9\varepsilon_0} \beta_V (\varepsilon + 2)^2$$

$$T_{k\varepsilon} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\alpha n}{9\varepsilon_0} \beta_V (\varepsilon + 2)^2$$

$$\frac{\alpha n}{3\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$$

получим:

$$T_{к\epsilon} = -\frac{1}{\epsilon} \frac{(\epsilon-1)}{3(\epsilon+2)} \beta_V (\epsilon+2)^2.$$

$$T_{к\epsilon} = -\frac{(\epsilon-1)(\epsilon+2)\beta_V}{3\epsilon}$$

Численное значение коэффициента объемного расширения β_V совпадает со значением температурного коэффициента диэлектрической проницаемости и имеет тот же порядок ($10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$).

Отсюда вывод: наиболее термостабильными жидкостями являются жидкости, имеющие меньший коэффициент температурного расширения.

Практически это означает, что если необходимо выбрать жидкость с малым изменением диэлектрической проницаемости при изменении температуры, то следует выбирать жидкость с малым коэффициентом объемного расширения β_V .

1.4.4. Поляризация полярных жидкостей

$$\begin{aligned} \bar{E}' &= \bar{E} + \bar{E}_1 + \bar{E}_2 \\ \mu_u &= \alpha E_{л} \\ E_{л} &= \frac{\mu_u}{\alpha} \approx \frac{10^{-30}}{18\pi\epsilon_0(10^{-10})^3} = 10^{10} \left[\frac{\text{В}}{\text{м}} \right]. \end{aligned}$$

Так как электрические поля в полярных диэлектриках вблизи молекул весьма высоки, то соответственно полем ближнего окружения E_2 мы пренебречь не можем. В этом случае уравнение Клаузиуса – Мосотти для полярных диэлектриков не будет справедливым, так как оно предполагает, что $E_2 = 0$.

Существует несколько теорий полярных жидкостей, позволяющих связать макроскопические и микроскопические параметры:

1. теория Дебая;
2. теория Онзагера;
3. теория Кирквуда.

Теория Дебая

Первая теория поляризации жидкости дает удовлетворительный результат, но при описании процессов поляризации в полярных жидкостях с не очень высокой ϵ ($\epsilon < 10$).

В последствии появилась теория Онгазера, которая более точно описывает процесс. Теория Кирквуда позволяет более точно описать процессы в сильно полярном диэлектрике ($\epsilon > 10$).

Теория Онзагера

Онзагер исходил из того, что молекула, имеющая собственный дипольный момент μ_0 , плотно окружена соседними молекулами. В соседних молекулах за счет поля диполя с моментом μ_0 индуцируются дополнительные дипольные моменты, пропорциональные их поляризуемостям. Это влияет на их ориентацию, а также на результирующее поле в месте нахождения диполя μ_0 , то есть каждая молекула в жидкости ориентирует окружающие ее молекулы и сама подвержена воздействию со стороны соседей, действуя сама на себя посредством соседей.

$$\bar{\mu} = \mu_0 + \alpha \bar{E}'$$

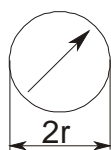


Рис.22. Молекула с точечным диполем в центре

Молекула, по Онзагеру, находится в диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и представляет собой шар радиуса r .

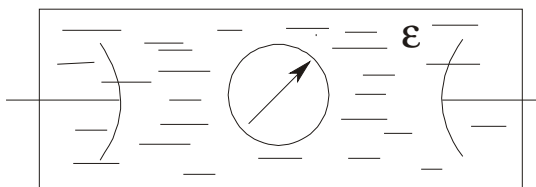


Рис.23. Молекула в диэлектрической среде

Мысленно удалим шар из жидкости.

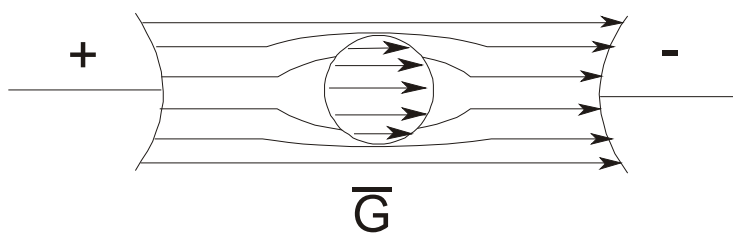


Рис.24. Поле полости

\bar{G} – поле полости.

В пустой сфере поле более сильное, чем в диэлектрике, за счет образования связанных зарядов на границе сферы.

Если в поле полости поместить точечный диполь, то это поле будет ориентировать его по направлению поля полости, т.е. поле полости ориентирует диполь по направлению внешнего электрического поля.

Сам диполь генерирует поле (рис. 25) поляризуя диэлектрик вокруг себя, что можно учесть рассмотрением связанного заряда, появляющегося на поверхности полости благодаря полю диполя. Данный поверхностный заряд создает поле, совпадающее внутри полости с полем диполя и называется поле реакции \bar{R} (рис.25).

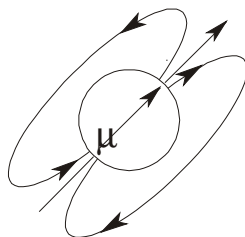


Рис.25. Поле, генерируемое молекулой

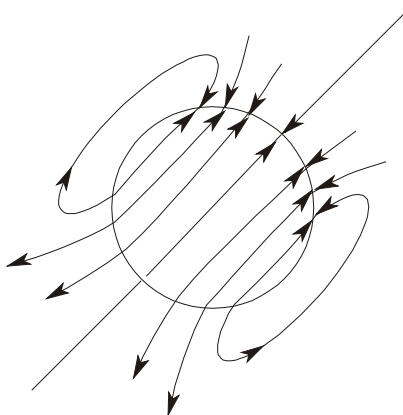


Рис.26. Поле реакции \bar{R} .

Поле R не ориентирует диполь, а поляризует, растягивая его. Для того чтобы получить результирующее поле, необходимо диполь поместить в поле полости.

Вычислив значение полей \bar{G} и \bar{R} и найдя их сумму, можем найти уравнение связи между макроскопическими и микроскопическими параметрами.

$$\bar{E}' = \bar{G} + \bar{R}$$

Вычислив поле, получаем уравнение связи – уравнение Онзагера:

$$\frac{(\epsilon - v^2)(2\epsilon + v^2)}{\epsilon(v^2 + 2)^2} = \frac{n\mu_0^2}{9\epsilon_0 kT}$$

где v – коэффициент преломления света в данной среде.

Данное уравнение можно использовать для расчета ϵ жидкостей, не являющихся сильно полярными ($\epsilon \leq 10$). При расчете ϵ сильно полярных жидкостей данная формула дает достаточно большую погрешность.

Недостатки теории Онзагера

1. используется упрощенная модель молекулы – шар с точечным диполем в центре – на самом деле распределение зарядов в молекуле имеет более сложный характер;
2. совокупность молекул, окружающих данную молекулу, принимается за сплошную среду, хотя размер молекулы недостаточен для этого;
3. допускается, что связь данной молекулы с соседними молекулами учитывается путем вычисления реактивного поля, направление которого совпадает с направлением дипольного момента, хотя в общем случае это не так.

Недостатки теории Онзагера, а, следовательно, и ограниченность использования уравнения, преодолеваются в теории Кирквуда.

Теория Кирквуда

Образец диэлектрика сферической формы (A). Область B – сплошная. Все что за областью B – сплошная среда с диэлектрической проницаемостью ϵ .

Если направление одной из молекул в области B задано, то другие молекулы ориентируются при воздействии на них поля центральной молекулы определенным образом; их ориентацию в пространстве и поле можно вычислить. Следовательно, можно вычислить и суммарный момент области B , величина и направление которого будут отличаться от направления и величины центральной молекулы. А затем, по аналогии с теорией Онзагера, можно вычислить поле полости, если мысленно извлечь шар B и реактивное поле. Таким образом, главное отличие теории Кирквуда от теории Онзагера заключается в том, что отдельная молекула с ее собственным дипольным моментом μ_0 заменяется сферической областью с некоторым результирующим моментом. Это позволяет более точно рассчитать значение локального поля.

Уравнение Кирквуда:

$$\frac{(\epsilon - 1)(2\epsilon + 1)}{9\epsilon} = \frac{n}{3\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{\mu_0 M}{3kT} \right)$$

где μ_0 – собственный момент молекулы жидкости;

M – суммарный электрический момент области B .

Уравнение в таком виде позволяет только качественно оценить изменения ϵ в зависимости от изменения микроскопических параметров, так как суммарный момент M области B вычислить достаточно сложно. При этом в рамках теории Кирквуда это сделать нельзя, так как это совершенно самостоятельная задача. Поэтому было принято дальнейшее упрощение, состоящее в следующем:

Пусть область B содержит рассматриваемую молекулу и Z ее ближайших соседей. В этом случае уравнение упрощается и имеет вид:

$$\frac{(\epsilon - 1)(2\epsilon + 1)}{9\epsilon} = \frac{n}{3\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{\mu_0^2 g}{3kT} \right)$$

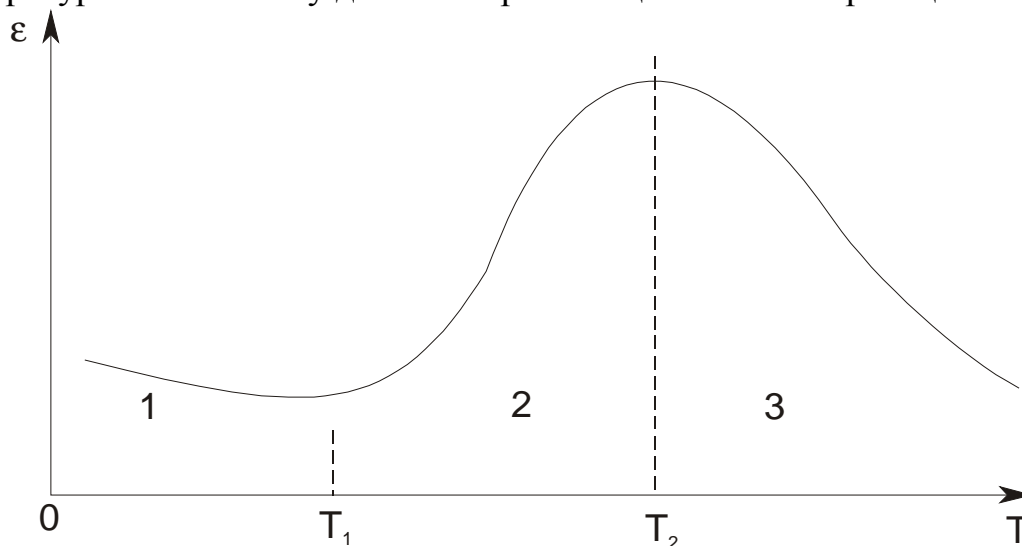
где g – структурный фактор, зависящий от структуры жидкости. Для многих жидкостей g известен, и позволяет рассчитать ϵ .

$$g = 1 + Z \overline{\cos \gamma}$$

где γ – угол между направлением двух ближайших диполей, а $\overline{\cos \gamma}$ – среднее значение косинуса γ для всех Z соседних молекул.

Зависимость ϵ полярных жидкостей от температуры

Характер зависимости $\epsilon(t)$ для полярных жидкостей определяется двумя факторами: во-первых, тепловым расширением жидкости, ведущему к уменьшению числа молекул в единице объема; во-вторых, влиянием температуры на величину дипольно-релаксационной поляризации.



$0 - T_1$ – участок низких температур (практически твердый диэлектрик), на этом участке велика вязкость, молекулы жестко закреплены и не могут вращаться, поэтому на участке 1 имеют место только электронная и упруго-дипольная поляризации. Характер зависимости на участке 1 определяется уравнением Клаузиуса – Мосотти для неполярных жидкостей.

$T_1 - T_2$ – с некоторой температуры T_1 уменьшается вязкость, молекулы получают возможность ориентироваться под действием поля. Т.е. при дипольно-релаксационной поляризации, чем выше температура, тем меньше вязкость, тем на больший угол возможен поворот диполей, тем больше их суммарный электрический момент в единице объема в диэлектрике, тем выше поляризация и, соответственно, больше значение ϵ .

$$\epsilon_1 = \epsilon_э + \epsilon_{др}$$

$T_2 - T_r$ – так происходит до некоторой температуры T_2 . Дальнейшее повышение температуры приводит к тому, что ориентации поворотов диполей начинает препятствовать хаотическое тепловое колебание диполей. Чем выше температура, тем больше энергия таких колебаний, и как только

она становится значительно выше энергии электрического поля, происходит разупорядочение диполей и, соответственно, снижается ϵ .

ТК ϵ полярных жидкостей можно рассчитать, используя уравнение Кирквуда или Онзагера, но в инженерной практике наиболее часто используют значения $T_{k\epsilon}$, полученное экспериментально. Для этого снимают экспериментальную кривую $\epsilon(t)$, затем задаются рабочим диапазоном температур, и на этом участке выбирают интересующую точку. К точке проводят касательную.

ТК ϵ полярных жидкостей превышает ТК ϵ неполярных в 4-6 раз.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{T_2 - T_1} = \frac{\Delta\epsilon}{\Delta T}$$

Способы определения дипольных моментов полярных жидкостей

Определять дипольные моменты из формул Онзагера и Кирквуда по известным ϵ не рекомендуется, так как они не достаточно точны. Поэтому на практике, обычно, используют один из следующих способов.

Способ № 1

Полярную жидкость переводят в газообразное состояние, а затем по формуле Клаузиуса – Мосотти для полярных газов вычисляют дипольный момент (если известна ϵ при заданной температуре). Однако этот способ непригоден в том случае, если при нагревании жидкость не испаряется, а разлагается. В этом случае применяется второй способ.

Способ № 2

Разбавляют полярную жидкость неполярным растворителем, превращая ее в слабополярный раствор, а затем используют уравнение Клаузиуса – Мосотти в виде:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n_1 \alpha_1}{3\epsilon_0} + \frac{n_2}{3\epsilon_0} \left(\alpha_2 + \frac{\mu_0^2}{3kT} \right)$$

где n_1 – число молекул растворителя в единице объема (концентрация);

n_2 – число молекул растворяемого вещества в единице объема;

a_1 и a_2 – поляризуемости молекул растворителя и растворяемого.

Если

$$y = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad x = \frac{1}{T}, \quad a = \frac{n_1 \alpha_1}{3\epsilon_0} + \frac{n_2 \alpha_2}{3\epsilon_0}, \quad b = \frac{\mu_0^2 n_2}{9\epsilon_0 k},$$

то

$$y = a + bx .$$

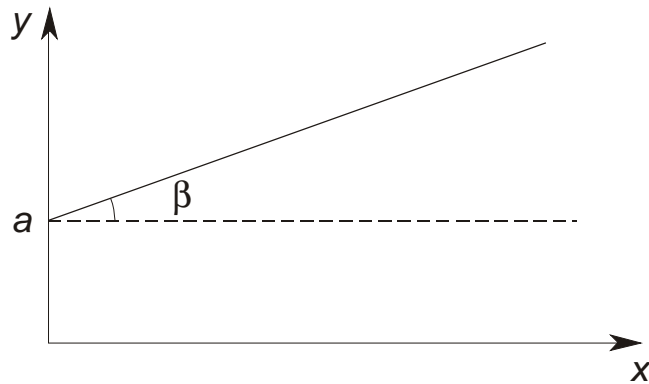


Рис.27. Зависимость y от x

$$\operatorname{tg} \beta = b = \frac{\mu_0^2 n_2}{9 \epsilon_0 k} \Rightarrow \mu_0 = \sqrt{\frac{9 \epsilon_0 k \operatorname{tg} \beta}{n_2}}.$$

1.5. Поляризация твердых диэлектриков

В твердых диэлектриках могут проявляться все виды поляризаций. В зависимости от структуры и видов поляризации в них твердые диэлектрики делятся на следующие группы:

1. неполярные твердые диэлектрики;
2. полярные твердые диэлектрики;
3. ионные кристаллы;
4. аморфные неорганические диэлектрики ионного строения;
5. неоднородные твердые диэлектрики;
6. сегнетоэлектрики.

1.5.1. Неполярные твердые диэлектрики

К ним относятся:

1. молекулярные кристаллы (нафталин, сера);
2. неполярные полимеры.

Для неполярных твердых диэлектриков характерна только электронная поляризация, следовательно, для них справедливо уравнение Клаузиуса – Мосотти:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}$$

$$\frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_0}$$

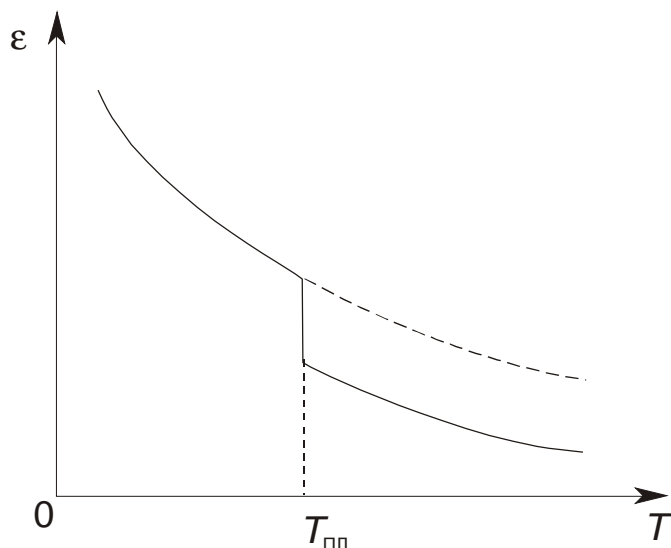


Рис.28. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости неполярных диэлектриков

Резкое изменение ϵ при $T_{\text{пл}}$ обусловлено плавлением твердого диэлектрика, а соответственно, и уменьшением концентрации молекул при неизменной температуре, что ведет к уменьшению ϵ .

$$T_{\text{к}\epsilon} = -(0,1 \div 1,0)\beta_V = -2,5\beta_l,$$

где β_l – коэффициент линейного расширения.

Таким образом, вся теория такая же, как и для неполярных жидкостей. Особенность только в том, что вместо β_V используют β_l :

$$\beta_V = \beta_l$$

1.5.2. Полярные твердые диэлектрики

Существуют две группы:

- молекулярные кристаллы (лед);
- полярные полимеры (ПВХ пластикат).

Молекулярные кристаллы во всем диапазоне температур, вплоть до температуры плавления, обладают лишь электронной поляризацией. Поэтому все теоретические выкладки и расчетные соотношения такие же, как и для неполярных жидкостей. А в жидком состоянии аналогично полярным жидкостям.

Полярные полимеры в зависимости от своего физического состояния могут обладать следующими видами поляризации:

- если полимер в стеклообразном состоянии, то упруго-дипольная и дипольно-радикальная поляризация;
- если полимер в высоко эластичном состоянии, то для него характерны электронная и дипольно-эластичная поляризация.

Дипольно-радикальная и дипольно-эластичная поляризация является разновидностью дипольно-релаксационной поляризации. Отличие в том, что при дипольно-радикальной поляризации происходит поворот не молекул в целом, а ее отдельных участков или звеньев (радикалов). При ди-

польно-эластичной поляризации происходит поворот целых участков (состоящих из нескольких молекул) сегментов.

Для описания процессов поляризации и расчетов используют теорию Кирквуда и Онзагера.

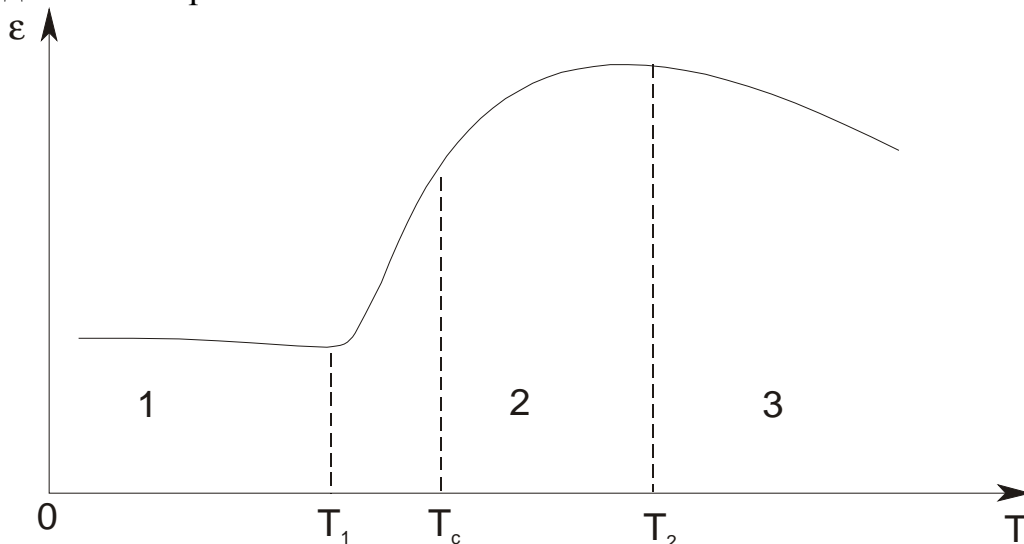


рис.29. Температурная зависимость ϵ полярных полимеров

До T_1 – проявляется только электронная и упруго-дипольная поляризация. Поэтому ϵ полярных полимеров при низких температурах весьма невысока.

$T_1 - T_c$ – начинает проявляться дипольно-радикальная поляризация.

$T > T_c$ – дипольно-эластичная поляризация.

$T > T_2$ – снижение ϵ связано с хаотическим тепловым колебанием молекул приводящих к снижению поляризации и соответственно уменьшение ϵ .

1.5.3. Поляризация ионных кристаллов с малой диэлектрической проницаемостью. Теория Борна

К ионным кристаллам относятся неорганические стекла, а также диэлектрики, содержащие стекловидную фазу (фосфор), и все другие кристаллические диэлектрики с неплотной упаковкой частиц в решетке. В этих диэлектриках происходят два вида поляризации – электронная и ионная. Большинство ионных кристаллов имеет весьма сложное строение, поэтому строго описать математически происходящие в них процессы достаточно сложно. По этой причине строгой теории поляризации ионных кристаллов не существует. Однако для ионных кристаллов, имеющих простое строение, можно использовать теорию Борна.

Рассмотрим теорию Борна на бинарных кристаллах NaCl, KCl.

Помещаем кристаллы в электрическое поле, при этом считаем, что локальное поле равно внешнему: $E_{л} = E$, тогда

$$P = n\alpha E \quad (1)$$

учитывая, что влияет несколько поляризаций

$$\alpha = \alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}} + \alpha_{\text{И}}. \quad (2)$$

Подставим (2) в (1):

$$P = n(\alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}} + \alpha_{\text{И}})E = n(\alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}})E + n\alpha_{\text{И}}E \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} D &= \varepsilon\varepsilon_0 E \\ D &= \varepsilon_0 E + P \end{aligned} \right| \Rightarrow P = \varepsilon\varepsilon_0 E - \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E(\varepsilon - 1) \quad (4)$$

Приравниваем выражение (3) и (4):

$$\varepsilon_0 E(\varepsilon - 1) = n(\alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}})E + n\alpha_{\text{И}}E \quad (5)$$

$$\varepsilon - 1 = \frac{n}{\varepsilon_0}(\alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}}) + \frac{n}{\varepsilon_0}\alpha_{\text{И}} \quad (6)$$

ε , обусловленная электронной поляризацией (оптическая диэлектрическая проницаемость) равна v^2 .

$$v^2 - 1 = \frac{n}{\varepsilon_0}(\alpha_{\text{Э1}} + \alpha_{\text{Э2}}) \quad (7)$$

Подставим выражение (7) в (6):

$$\begin{aligned} \varepsilon - 1 &= v^2 - 1 + \frac{n}{\varepsilon_0}\alpha_{\text{И}} \\ \varepsilon &= v^2 + \frac{n\alpha_{\text{И}}}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (8)$$

Ионы в кристаллической решетке совершают хаотические колебания около положения равновесия, при этом угловую частоту ω таких колебаний определяют по эмпирической формуле:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (9)$$

где k – коэффициент упругой связи;

m – масса материальной точки, которая совершает тепловые колебания.

Поскольку тепловые колебания совершает молекула, состоящая из двух ионов, каждый из которых имеет свою массу, то в этом случае для того, чтобы использовать выражение (9) вводят понятие приведенной массы, т.е. массу двух ионов приводят к одной массе:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m} &= \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \\ m &= \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \end{aligned}$$

где m – приведенная масса.

Тогда из выражения (9):

$$k = \omega^2 m = \omega^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (10)$$

Из физики нам известно, что если материальная точка перемещается под действием упругой силы F , то величина этой силы прямо пропорциональна величине перемещения материальной точки:

$$F = k\Delta x$$

где Δx – величина перемещения;

k – коэффициент упругой связи.

Если F – сила электрического поля, тогда

$$E_q = k\Delta x$$

Отсюда

$$\Delta x = \frac{E_q}{k} = \frac{E_q(m_1 + m_2)}{\omega^2 m_1 m_2}. \quad (11)$$

Индукцируемый электрический момент определим следующим образом: $\mu_{II} = \alpha E$ или $\mu_{II} = q\Delta x$.

$$\alpha = \frac{q\Delta x}{E} = \frac{qEq(m_1 + m_2)}{E\omega^2 m_1 m_2}$$

$$\alpha = \frac{q^2(m_1 + m_2)}{\omega^2 m_1 m_2} \quad (12)$$

Подставим выражение (12) в (8):

$$\varepsilon = v^2 + \frac{nq^2(m_1 + m_2)}{\varepsilon_0 \omega^2 m_1 m_2} \cdot \frac{N_A^2}{N_A^2}$$

$$\varepsilon = v^2 + \frac{nq^2(N_A m_1 + N_A m_2)N_A}{\varepsilon_0 \omega^2 m_1 N_A m_2 N_A},$$

$$N_A m_1 = M_1$$

$$N_A m_2 = M_2$$

$$\varepsilon = v^2 + \frac{nq^2(M_1 + M_2)N_A}{\varepsilon_0 \omega^2 M_1 M_2} - \text{формула Борна.} \quad (13)$$

$$\frac{D}{m_1 + m_2} = \frac{n}{N_A} \Rightarrow n = \frac{DN_A}{m_1 + m_2} \quad (14)$$

Подставим выражение (14) в (13):

$$\varepsilon = v^2 + \frac{q^2(M_1 + M_2)N_A}{\varepsilon_0 \omega^2 M_1 M_2} \cdot \frac{DN_A}{m_1 + m_2}$$

$$\varepsilon = v^2 + \frac{q^2 N_A^2 D}{\varepsilon_0 \omega^2 M_1 M_2}.$$

При выводе формулы Борна предполагалось, что поле, действующее на ионы, равно внешнему полю. Это не совсем так, поэтому формула Борна дает несколько заниженное по сравнению с фактическим значением ε и применима лишь для кристаллов с малой ε ($\varepsilon < 10$).

Название кристалла	$\varepsilon_{\text{экс}}$	$\varepsilon_{\text{по ф. Борна}}$
LiF	9,5	8,1
NaCl	7,0	5,8
TiO ₂	11,5	8,1
AgCl	112	25,8

1.5.4. Расчет ϵ неоднородных диэлектриков

Неоднородные диэлектрики – это диэлектрики, состоящие из двух или более компонентов, механически смешанных друг с другом. В зависимости от структуры неоднородные диэлектрики можно разделить на две группы:

1. Слоистые диэлектрики. Компоненты достаточно структурированы (бумажная изоляция).
2. Дисперсные системы (статистические смеси). Компоненты смеси хаотично перемешаны друг с другом (керамика).

В неоднородных диэлектриках могут происходить все виды поляризации: во-первых, в компонентах, составляющих смесь, во-вторых, миграционная поляризация во всем объеме диэлектрика.

При миграционной поляризации распределение зарядов в диэлектрике имеет более сложный характер, чем при ионно-релаксационной поляризации и зависит от многих факторов: форма, концентрация, характеристика компонентов, форма электродов.

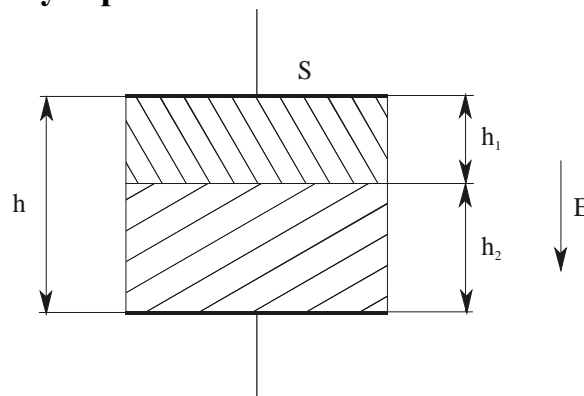
Проявляется миграционная поляризация при высоких температурах и низких частотах.

В общем случае расчет сложных смесей достаточно сложен и какой-то единой методики не существует. Но расчет многокомпонентных смесей в основе своей содержит подходы и расчетные соотношения, полученные для двухкомпонентных смесей.

Расчет ϵ слоистых диэлектриков

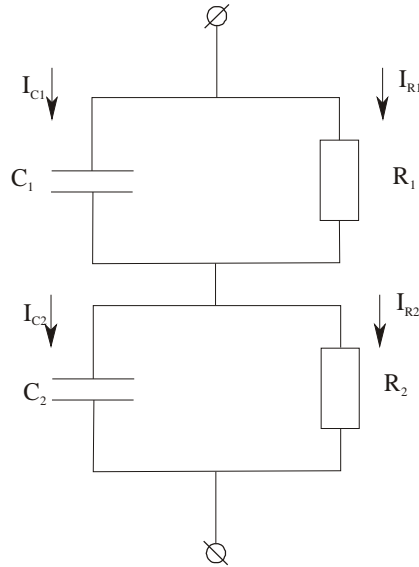
Рассмотрим два простейших случая, когда слои диэлектрика расположены перпендикулярно линиям электрического поля и когда слои расположены параллельно полю.

Слои перпендикулярны полю

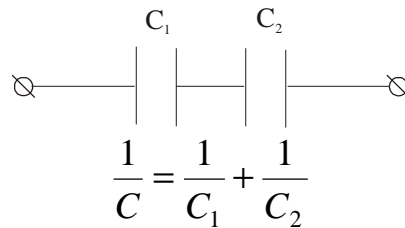


Двухслойный диэлектрик (ϵ_1 и ϵ_2), слои перпендикулярны полю

Примем как допущение следующую электрическую схему замещения и положим $\omega \rightarrow \infty$



тогда: $Z_C = \frac{1}{\omega C} \ll R$ и электропроводностью слоев можно пренебречь (таким образом, межслоевая поляризация останется неучтена). Итоговая схема замещения будет состоять из двух последовательно подключенных емкостей.



$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

$$C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{h}; \quad C_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{S}{h_1}; \quad C_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{S}{h_2}$$

$$\frac{h}{\epsilon_0 \epsilon S} = \frac{h_1}{\epsilon_0 \epsilon_1 S} + \frac{h_2}{\epsilon_0 \epsilon_2 S}$$

$$Sh = V; \quad Sh_1 = V_1; \quad Sh_2 = V_2$$

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{V_1}{V \epsilon_1} + \frac{V_2}{V \epsilon_2}$$

Введем обозначения y_1 и y_2 – объемное содержание компонент:

$$y_1 = \frac{V_1}{V}; \quad y_2 = \frac{V_2}{V},$$

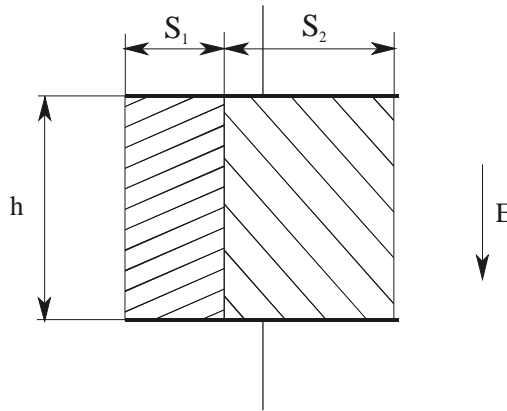
тогда

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{y_1}{\epsilon_1} + \frac{y_2}{\epsilon_2}.$$

Так как $y_1 + y_2 = 1$ и, следовательно, $y_2 = 1 - y_1$, то полученное выражение можно переписать в следующем виде

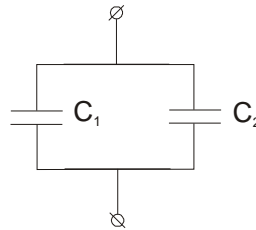
$$\epsilon^{-1} = y_1 \epsilon_1^{-1} + (1 - y_1) \epsilon_2^{-1}.$$

Слой параллельны полю



Двухслойный диэлектрик (ϵ_1 и ϵ_2), слой параллельны полю

Составим электрическую схему замещения с теми же допущениями, что и в предыдущем случае.



$$C = C_1 + C_2$$

$$C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{h}; \quad C_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{S_1}{h}; \quad C_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{S_2}{h}$$

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{S}{h} = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{S_1}{h} + \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{S_2}{h},$$

$$\epsilon = \epsilon_1 \frac{S_1 h}{S h} + \epsilon_2 \frac{S_2 h}{S h}$$

$$\epsilon = \epsilon_1 y_1 + \epsilon_2 y_2$$

$$\epsilon = \epsilon_1 y_1 + \epsilon_2 (1 - y_1)$$

Расчет ϵ статистических смесей

Для рассмотренных ранее предельных случаев слоистого диэлектрика справедлива следующая формула для расчета эффективной диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon^k = y_1 \epsilon_1^k + (1 - y_1) \epsilon_2^k$$

где k лежит в пределах: $-1 \leq k \leq 1$.

Можно предположить, что для статистических смесей $k \approx 0$.

$$k \epsilon^{k-1} \frac{d\epsilon}{dk} = k y_1 \epsilon_1^{k-1} \frac{d\epsilon_1}{dk} + k (1 - y_1) \epsilon_2^{k-1} \frac{d\epsilon_2}{dk}$$

$$\int \varepsilon^{-1} d\varepsilon = \int y_1 \varepsilon_1^{-1} d\varepsilon_1 + (1 - y_1) \varepsilon_2^{-1} d\varepsilon_2$$

$$\ln \varepsilon = y_1 \ln \varepsilon_1 + (1 - y_1) \ln \varepsilon_2 + C$$

$$y_1 + y_2 = 1,$$

пусть $y_2 = 0$, тогда

$$\ln \varepsilon = \ln \varepsilon_1 + 0 + C \Rightarrow C = 0.$$

$$\ln \varepsilon = y_1 \ln \varepsilon_1 + (1 - y_1) \ln \varepsilon_2$$

– формула Лихтенеккера.

Эта формула широко используется для расчета ε керамики, но при этом должно соблюдаться следующее условие: диэлектрическая проницаемость компонентов, должна быть не очень высока ($\varepsilon < 10$), и по величине они должны не очень отличаться друг от друга.

При значительном отличии диэлектрической проницаемости компонентов может быть применена формула Оделевского:

$$\varepsilon = A + \sqrt{A^2 + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2}}$$

$$\text{где } A = \frac{(3y_1 - 1)\varepsilon_1 - (3y_2 - 1)\varepsilon_2}{4}.$$

Если ε компонентов больше 10 для расчета статистических смесей используют формулу Ландауэра:

$$\frac{y_1(\varepsilon - \varepsilon_1)}{2\varepsilon + \varepsilon_1} + \frac{y_2(\varepsilon - \varepsilon_2)}{2\varepsilon + \varepsilon_2} = 0.$$

Для температурного коэффициента двухкомпонентного диэлектрика справедлива формула:

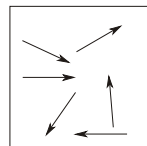
$$TK\varepsilon = y_1 TK\varepsilon_1 + y_2 TK\varepsilon_2.$$

1.6. Особенности поляризации, основные свойства и физическая природа сегнетоэлектриков

Сегнетоэлектрики – вещества, обладающие спонтанной или самопроизвольной поляризацией.

Спонтанная поляризация – поляризация, возникающая в отсутствие электрического поля.

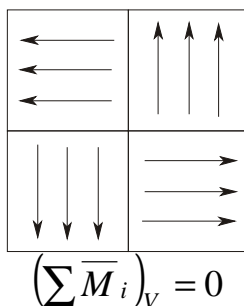
Диэлектрик



$$\left(\sum \overline{M}_i \right)_V = 0$$

$$\overline{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^n M_i}{\Delta V} = 0$$

Сегнетоэлектрик



$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum^n M_i}{\Delta V} \neq 0,$$

Малый объем сегнетоэлектрика имеет электрический момент отличный от нуля. Это обуславливается особым строением диэлектриков: наличием в них целых областей, которые имеют одинаковые направления электрических моментов, составляющих эти области элементарных ячеек.

Образование доменов рассмотрим на примере BaTiO_3 (титанат бария).

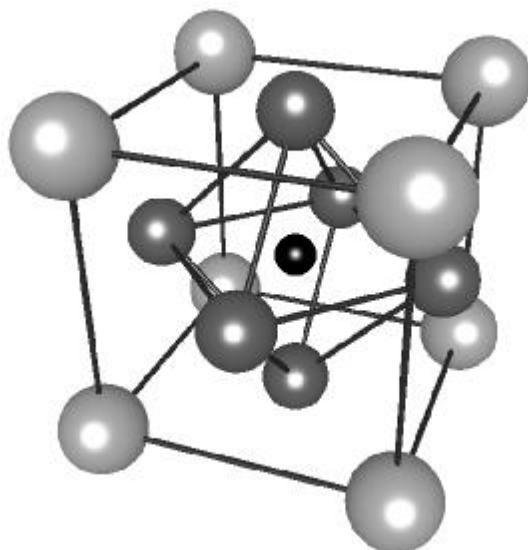


Рис.30. Пространственное строение решетки титаната бария

Ион Ti по сравнению с постоянной решетки мал. Центр тяжести положительных и отрицательных зарядов в центре куба ($\mu=0$, $P=0$).

При достаточно высоких температурах ионы титана и ионы кислорода совершают тепловые колебания, результатом которых является взаимное смещение друг к другу в направлениях x , y , z с образованием между ними ковалентных связей. При температурах выше 120°C энергия таких колебаний достаточно высока, чтобы преодолеть эти силы взаимодействия и, соответственно, делает все шесть возможных положений иона титана равновероятными.

При температурах меньше 120°C тепловая энергия уже недостаточна для преодоления сил взаимодействия, возникающих между ионами титана

и кислорода, и между данными ионами возникает ковалентная связь. В результате ион Ti удерживается на некотором расстоянии от центра и, так как в этом случае центры тяжести положительных и отрицательных зарядов элементарной ячейки перестают совпадать, возникает электрический момент. Элементарная ячейка, имея свое собственное поле, действует посредством этого поля на соседние ионы титана в других элементарных ячейках, принуждая их смещаться в том же направлении. В результате образуется целая область, которая называется доменом, с одинаковыми направленными моментами элементарными ячейками. Таким образом, сегнетоэлектрик при температурах ниже 120°C приобретает доменную структуру. Переходная область между двумя соседними доменами называется стенка ($d \approx 1 \div 1000 \text{ \AA}$). При изменении температуры и напряженности электрического поля (внешнего) размеры доменов изменяются, т.е. одни области могут увеличиваться за счет уменьшения других областей.

Обязательным условием возникновения сегнетоэлектрических свойств являются следующие:

1. именно такое строение, как на рисунке, при этом размеры иона в центре должно быть много меньше размеров решетки;
2. колебания центрального иона должны быть ангармонические;
3. у основных ионов должны быть достаточно большие поляризуемости α .

Особые свойства сегнетоэлектриков

1. Высокая диэлектрическая проницаемость, достигающая сотен и тысяч единиц ($\epsilon \approx 100 \div 1000$)
2. Нелинейная зависимость ϵ от температуры и наличие точки Кюри.

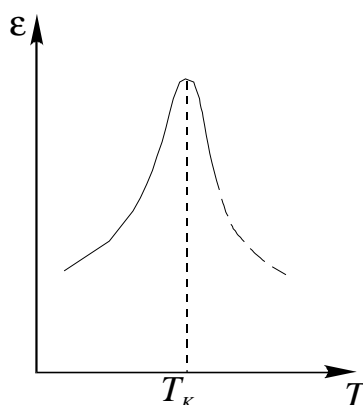


Рис.31. Зависимость ϵ сегнетоэлектрика от температуры

$T < T_k$ – сегнетоэлектрик ведет себя как сегнетоэлектрик.

$T > T_k$ – теряются сегнетоэлектрические свойства. Область называется областью параэлектричества (свойства обычного диэлектрика).

При росте температуры растет энергия теплового движения, благодаря чему облегчается разрушение старой ковалентной связи и образова-

ние новой, при которой электрический момент элементарной ячейки направлен вдоль поля. В случае многодоменного кристалла нагрев облегчает переориентацию доменов и приводит к увеличению поляризованности, что вызывает рост ϵ . При достижении T_k хаотичные тепловые колебания становятся настолько интенсивными, что ион Ti не может создать ковалентные связи ни с одним атомом кислорода, и, соответственно, начинает колебаться около условного центра элементарной ячейки. Момент ее становится равным нулю. То же самое происходит с соседними ячейками, и сегнетоэлектрик теряет свои сегнетоэлектрические свойства.

Может существовать две и более точки Кюри.

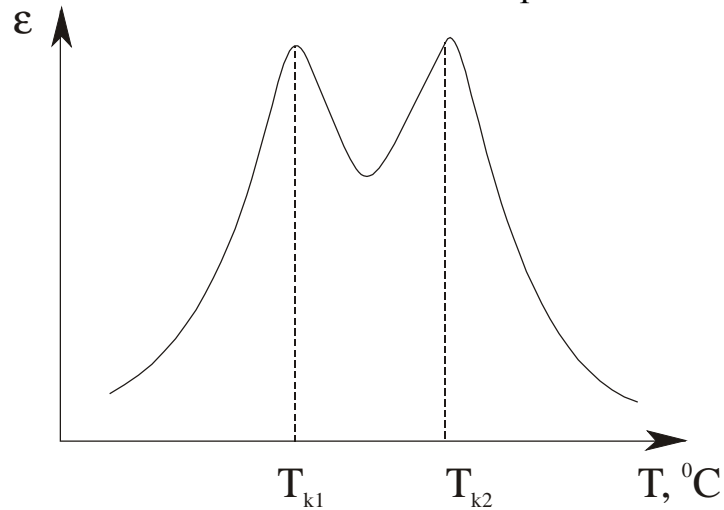


Рис.32. Зависимость ϵ сегнетоэлектрика от температуры

Сегнетоэлектрические свойства проявляются в области от T_{k1} до T_{k2} .

3. Нелинейная и неоднозначная зависимость вектора поляризованности P от напряженности электрического поля E .

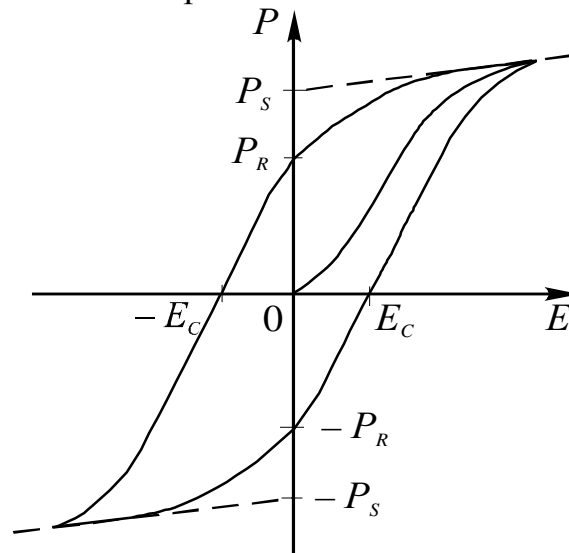


Рис.33. Нелинейная зависимость поляризованности от напряженности электрического поля. E_R – коэрцитивное поле; P_S – остаточная поляризация.

4. Наличие пьезоэффекта.