

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № .**  
**ИЗУЧЕНИЕ ТАНГЕНСА УГЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ И**  
**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛЯРНЫХ**  
**КРИСТАЛЛОВ**

## **1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ**

### **1.1. Общие сведения о природе диэлектрических потерь в полярных диэлектриках**

К полярным относятся диэлектрики, содержащие полярные молекулы, т.е. электрические диполи, способные к переориентации во внешнем электрическом поле. Диполь - это такая молекула, в которой центры тяжести положительного ( $+q$ ) и отрицательного ( $-q$ ) зарядов не совпадают и находятся на некотором расстоянии  $l$  друг от друга. Следовательно, такая молекула даже в отсутствии электрического поля обладает собственным электрическим моментом  $\mu_0$

$$\mu_0 = q \cdot l. \quad (1)$$

В полярном диэлектрике могут иметь место как упруго связанные, так и слабо связанные полярные молекулы (например, в аморфных или кристаллических диэлектриках с дефектами структуры). В отсутствии внешнего электрического поля за счет теплового движения ориентация осей диполей носит хаотический характер и полный электрический момент объема диэлектрика равен нулю. Воздействие электрического поля вносит асимметрию в хаотичное распределение направлений осей диполей. При этом устанавливается преимущественная ориентация полярных молекул в направлении действия сил поля.

При наличии в диэлектрике только упруго связанных диполей электрическое поле, кроме электронной поляризации, вызывает упругую ориентацию полярных молекул по направлению поля, что, соответственно, приводит к увеличению его диэлектрической проницаемости. Время установления поляризации упругого смещения полярных молекул мало ( $\tau$   $10^{-12}$ -  $10^{-13}$  сек) и слабо зависит от температуры.

Если в полярном диэлектрике имеются слабо связанные полярные молекулы, то в местах с рыхлой упаковкой структуры энергия их закрепления мала и может быть соизмеримой с энергией теплового движения. В этом случае под действием энергии теплового движения -  $KT$  может происходить переход (поворот) диполей из одного положения равновесия в другое. С ростом температуры увеличивается

интенсивность тепловых хаотических колебаний и частота таких переходов (поворотов) возрастает.

Если к такому диэлектрику приложить внешнее электрическое поле, то будет наблюдаться преимущественная ориентация диполей в направлении действия сил электрического поля и все меньшая часть диполей будет сориентирована против направления сил поля. За счет этого в диэлектрике возникает электрический момент объема вещества (*поляризация*), который будет тем больше, чем большее число диполей, находящихся в тепловом колебательном движении будет сориентировано в направлении электрического поля.

Следует отметить, что на процесс ориентации диполей (*установления поляризации*) оказывает частота электрического поля

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{t}, \quad (2)$$

где  $t$  - длительность периода приложенного напряжения. Если частота электрического поля достаточно велика, т.е. когда длительность периода приложенного напряжения меньше времени установления *релаксационной* поляризации  $\tau$ , т.е. ( $t < \tau$ ), то может оказаться, что слабосвязанные полярные молекулы не будут успевать ориентироваться вслед за полем. Такие виды поляризации, которые не успевают устанавливаться вслед за изменением напряжения, называются медленными. Для них справедливо условие

$$\omega\tau > 1. \quad (3)$$

Те виды поляризации, которые успевают устанавливаться вслед за частотой приложенного электрического поля, называются быстрыми. Для них справедливо условие

$$\omega\tau \leq 1. \quad (4)$$

Потери электрической энергии, вызванные запаздыванием релаксационной поляризации, называются *релаксационными диэлектрическими потерями*.

В любом диэлектрике под действием приложенного к нему переменного напряжения круговой частоты  $\omega$  возникают *активная*  $j_a$  и *емкостная*  $j_c$  составляющие плотности тока.

В неполярном диэлектрике *активная* составляющая плотности тока  $j_a$  обусловлена только его электропроводностью  $\gamma_{скв}$  равна

$$j_a = \gamma_{скв} \cdot E, \quad (5)$$

где  $E$  - действующее значение напряженности переменного электрического поля.

В полярном диэлектрике, содержащем слабосвязанные диполи, отставание релаксационной поляризации по фазе от приложенного к нему напряжения приводит к появлению активной составляющей плотности релаксационного тока-  $j_{ам}$ .

$$j_{ам} = \varepsilon_0 \omega \cdot (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot \frac{\omega \tau \cdot E}{1 + (\omega \tau)^2},$$

(6)

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - электрическая постоянная;

$\varepsilon_c$  - статическая диэлектрическая проницаемость, которую имеет диэлектрик в постоянном электрическом поле;

$\varepsilon_\infty$  - диэлектрическая проницаемость, которую имеет диэлектрик в области частот  $10^{+12} - 10^{+13}$  с<sup>-1</sup>. Она обусловлена практически безинерционными видами поляризации - электронного смещения и упругого дипольного или упругого ионного смещения. Следовательно, в рассматриваемом полярном диэлектрике на переменном напряжении полная активная составляющая плотности тока (7) будет равна

$$j_a = j_{ac} + j_{ам} = \left[ \gamma_{скв} + \varepsilon_0 \omega (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \right] \cdot E. \quad (7)$$

В то же время емкостной ток в этом диэлектрике будет зависеть от диэлектрической проницаемости, обусловленной упругими видами поляризации -  $\varepsilon_\infty$

$$i_{сб} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega \cdot S U}{d}, \quad (8)$$

где  $S$  - площадь обкладок конденсатора;  $d$  - толщина диэлектрика и диэлектрической проницаемости, связанной с медленными видами поляризации

$$i_{см} = \varepsilon_0 \omega \cdot \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot S E}{1 + (\omega \tau)^2}.$$

Из приведенных выше уравнений (8) и (9) рассчитаем плотности этих токов  $j_{сб}$  и  $j_{см}$  и найдем их сумму:

$$j_c = j_{сб} + j_{см} = \frac{i_{сб} + i_{см}}{S} = \varepsilon_0 \omega \cdot \left[ \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2} \right] \cdot E. \quad (10)$$

Тангенс угла диэлектрических потерь конденсатора с диэлектриком, имеющим упругие и неупругие (медленные) виды поляризации найдем как отношение активной составляющей тока к емкостной.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{i_a}{i_c} = \frac{j_a S}{j_c S} = \frac{\gamma_{\text{скв}} + \varepsilon_0 \omega (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega + \varepsilon_0 \omega \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}} = \frac{\gamma_{\text{скв}} + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{2}} \quad (11)$$

## 1.2. Температурно-частотные зависимости диэлектрической релаксации

### 1.2.1. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты

Так как в полярном диэлектрике величина плотности емкостного тока  $j_k$  обусловлена всеми видами поляризации и равна

$$j_c = \frac{U \omega C}{S} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \omega \cdot U}{d} = \varepsilon_0 \varepsilon \omega \cdot E = \varepsilon_0 \omega \left[ \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2} \right] \cdot E, \quad (12)$$

то диэлектрическая проницаемость этого диэлектрика на частоте  $\omega$  может быть рассчитана из уравнения

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad (13)$$

из которого следует, что на постоянном напряжении (при  $Z = 0$ ) величина диэлектрической проницаемости максимальна ( $H \ H \ \nu$ ) и обусловлена как упругими, так и неупругими видами поляризации (рис.1).

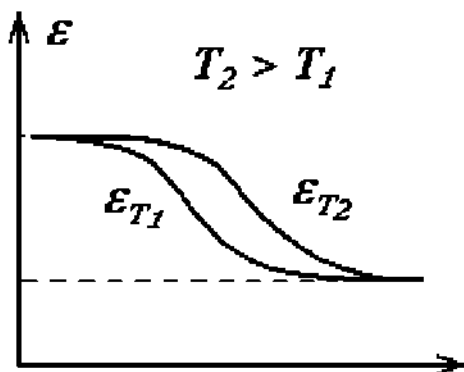


Рис.1.

Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты для полярных диэлектриков при различных температурах

Из рис.1 следует, что диэлектрическая проницаемость полярного диэлектрика в области

низких частот ( $\omega\tau < 1$ ) остается практически постоянной и имеет наибольшее значение, приближаясь к статической диэлектрической проницаемости.

При дальнейшем повышении частоты электрического поля полярные молекулы начинают отставать от поля, т.к. частота электрического поля становится больше частоты тепловых колебаний молекул, и диполи не успевают ориентироваться при сменах полярности приложенного напряжения. Угол поворота их будет постоянно уменьшаться с ростом частоты поля, следовательно, будет падать и значение диэлектрической проницаемости.

На высоких частотах скорость ориентации диполей настолько уменьшается, что вклад дипольно-релаксационной поляризации становится близким к нулю и диэлектрическая проницаемость на этих частотах уменьшается до значений, обусловленных только электронной поляризацией и упругим смещением диполей. В области высоких частот  $\omega \rightarrow \infty$  значение  $\epsilon \rightarrow \epsilon_\infty$ .

С повышением температуры диэлектрика время релаксации  $\tau$  уменьшается, поэтому отставание поляризации от частоты приложенного поля будет происходить при более высокой частоте  $\omega$  и, следовательно, область снижения диэлектрической проницаемости будет смещаться в сторону более высоких частот (рис.1).

### **1.2.2. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры**

В температурном ходе *диэлектрическая проницаемость* проходит через максимум. При низких температурах она определяется электронной и упругой дипольной поляризацией, так как слабо связанные полярные молекулы при этом имеют столь малую энергию и частоту тепловых колебаний, что в течение действия полупериода приложенного напряжения не успевают сориентироваться по полю. Время релаксации велико и в области низких температур справедливо условие  $\omega\tau \gg 1$ . Подставив это условие в уравнение (13) получим, что при низких температурах, когда слабосвязанные полярные молекулы заторможены, диэлектрическая проницаемость обусловлена только упругими видами поляризации и имеет минимальное значение  $\epsilon = \epsilon_\infty$ . (рис.2).

С повышением температуры увеличивается частота и амплитуда

колебаний диполей и повышается вероятность перехода их из одного положения равновесия в другое. Причем количество переходов за полупериод приложенного напряжения возрастает с ростом температуры по экспоненциальному закону и достигает максимума, когда все полярные молекулы успевают ориентироваться вслед за изменением направления приложенного напряжения.

При этой температуре  $\omega\tau < 1$  и диэлектрическая проницаемость стремится к своему максимальному значению  $\epsilon = \epsilon_c$ . При дальнейшем повышении температуры тепловое движение оказывает дезориентирующее влияние на релаксационную поляризацию, и диэлектрическая проницаемость начинает уменьшаться.

Положение максимума диэлектрической проницаемости в температурном ходе зависит от частоты приложенного поля. С ростом частоты максимум диэлектрической проницаемости смещается в сторону повышенных температур (рис.2).

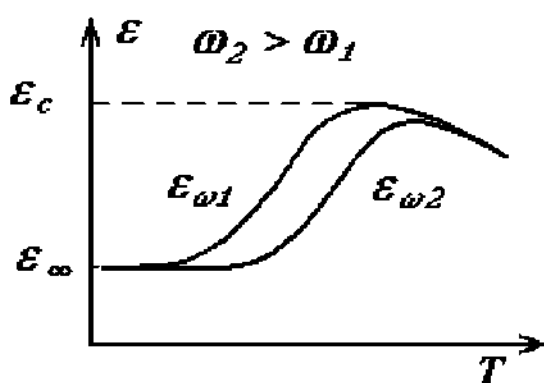


Рис.2. Зависимость диэлектрической проницаемости полярного диэлектрика от температуры при различных частотах

Действительно, чтобы полярные молекулы успевали ориентироваться в электрическом поле более высокой частоты необходимо, чтобы увеличилась частота их переходов, а это условие может быть соблюдено лишь при более высокой температуре, когда время релаксации  $\tau$  уменьшается настолько, чтобы оно стало соизмеримым с длительностью периода приложенного напряжения и выполнялось условие  $\omega\tau \approx 1$ .

### 1.2.3. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от частоты

При рассмотрении частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь, в области низких частот, т.е. когда все виды поляризации успевают устанавливаться вслед за полем, величина  $tg\delta$ ,

обусловленная релаксационными процессами, приближается к нулю. В этом случае все диполи под действием теплового движения успевают ориентироваться в направлении поля, и энергия поля на эту ориентацию не расходуется.

Как следует из уравнения (11) при  $\omega \gg 0$  тангенс угла диэлектрических потерь обусловлен только электропроводностью диэлектрика

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\gamma_{скв}}{\varepsilon_0 \varepsilon_c \omega} \quad (14)$$

и убывает с ростом частоты, так как ток сквозной проводимости от частоты не зависит, а емкостная проводимость ( $\varepsilon_0 \varepsilon_c \omega$ ) возрастает с ростом частоты.

Уравнение (14) остается справедливым и для описания частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь в неполярных диэлектриках, так как в них отсутствуют медленные виды поляризации.

В случае диэлектриков с релаксационной поляризацией на высоких частотах, когда медленные виды поляризации не успевают устанавливаться вслед за полем и выполняется условие  $\omega \tau \Rightarrow \infty$  уравнение (11) принимает вид

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\gamma_{скв}}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega} \quad (15)$$

Следовательно, как и в предыдущем случае (уравнение 14), за пределами области диэлектрической релаксации тангенс угла диэлектрических потерь продолжает уменьшаться с ростом частоты электрического поля (рис 3б).

В области промежуточных частот, там, где медленные виды поляризации начинают отставать от поля, основную роль играют релаксационные потери. И если слагаемым, содержащим  $\gamma_{скв}$  в уравнении (11) пренебречь, то выражение для  $\operatorname{tg} \delta_{рел}$  можно записать в виде

$$\operatorname{tg} \delta_{рел} = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot \omega \tau}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty \cdot (\omega \tau)^2} = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty \cdot \omega \tau + \frac{\varepsilon_c}{\omega \tau}} \quad (16)$$

Анализируя это уравнение, приходим к выводу, что в самом начале

$$\varepsilon_\infty \omega \tau \ll \frac{\varepsilon_c}{\omega \tau}$$

области диэлектрической релаксации, когда  $\omega\tau < 1$  (полагая, что  $\varepsilon_\infty$  и  $\varepsilon_c$  величины одного порядка, а то, пренебрегая в знаменателе уравнения (16) величиной  $\varepsilon_\infty\omega\tau$  в сравнении  $\varepsilon_c/\omega\tau$ , увидим, что с ростом частоты  $tg\delta_{рел}$  растет.

$$tg\delta_{рел} = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot \omega\tau}{\varepsilon_c}. \quad (17)$$

В конце области диэлектрической релаксации, когда  $\omega\tau > 1$

$$\varepsilon_\infty \cdot \omega\tau \gg \frac{\varepsilon_c}{\omega\tau}. \quad (18)$$

Пренебрегая вторым слагаемым в знаменателе уравнения (16) в сравнении  $\varepsilon_\infty\omega\tau$  получим

$$tg\delta_{рел.} = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty \cdot \omega\tau}. \quad (19)$$

Следовательно, в конце области диэлектрической релаксации, которая лежит в пределах  $0,01 < \omega\tau < 100$ , тангенс угла диэлектрических потерь, обусловленный медленными видами поляризации убывает.

Следовательно, внутри этой области  $tg\delta_{рел}$  проходит через максимум (рис.3а). Условие для максимума тангенса угла диэлектрических потерь имеет вид

$$\omega\tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}}. \quad (20)$$



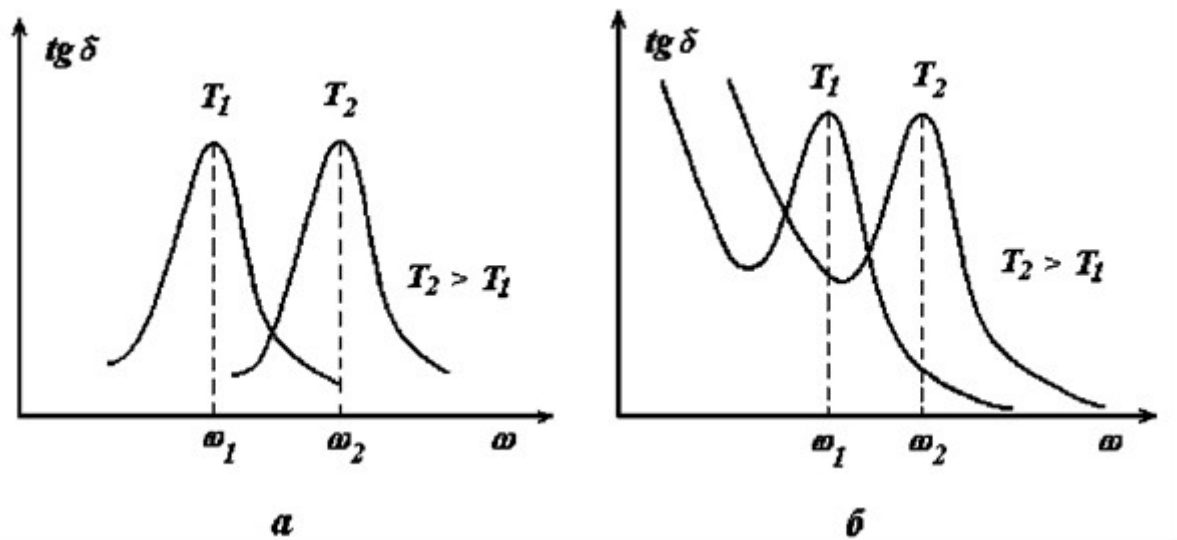


Рис.3. Частотная зависимость  $tg\delta$  при температурах  $T_1$  и  $T_2$  ( $T_1 < T_2$ )  
 а - без учета потерь сквозной проводимости;  
 б - с учетом потерь сквозной проводимости

Величина максимального значения  $tg\delta_{rel}$  равна

$$tg\delta_{max\ rel.} = \frac{\epsilon_c - \epsilon_\infty}{2 \cdot \sqrt{\epsilon_c \epsilon_\infty}} \quad (21)$$

С повышением температуры максимум  $tg\delta_{rel}$  смещается в сторону более высоких частот (рис.3а), как это следует из условия (20).

В реальных полярных диэлектриках тангенс угла: диэлектрических потерь имеет две составляющие

1. потери на электропроводность;
2. релаксационные потери.

На рис.3б приведена характерная зависимость  $tg\delta = \phi(\omega)$  для полярного диэлектрика. Если полярный диэлектрик обладает повышенной электропроводностью, то максимум релаксационных потерь в нем проявляется слабо.

#### 1.2.4. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры

Тангенс угла диэлектрических потерь в полярных диэлектриках с увеличением температуры проходит через максимум. При низких температурах энергия теплового движения диполей настолько мала, что

они не в состоянии преодолеть потенциальный барьер, т.е. дипольно-релаксационная поляризация отсутствует, и диэлектрические потери обусловлены только электропроводностью. Действительно, если слабосвязанные полярные молекулы «заморожены», тогда можно принять, что их время релаксации  $m$  бесконечно велико и, следовательно, произведение  $\omega\tau \Rightarrow \infty$ .

В этом случае в диэлектрике будут проявляться только упругие виды поляризации и уравнение (11) будет иметь вид

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\gamma_{\text{свб}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega}.$$

Аналогичное уравнение (15) мы уже рассмотрели выше, при выводе частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь.

Поскольку  $\varepsilon_\infty$  от температуры изменяется незначительно, следовательно, температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь в отсутствии медленных видов поляризации полностью будет определяться зависимостью  $\gamma_{\text{свб}} = \phi(T)$

С повышением температуры частота тепловых колебаний диполей возрастает, поляризация в диэлектрике также растет, что приводит к увеличению затрат энергии на ориентацию диполей. В этой области температур тангенс угла диэлектрических потерь обусловлен только затратами энергии поля на ориентацию слабосвязанных полярных молекул (без учета потерь на электропроводность) и может быть рассчитан по уравнению (16)

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty \omega \tau + \frac{\varepsilon_c}{\omega \tau}}.$$

Температура в явном виде в это уравнение не входит. Однако время релаксации  $\tau$  убывает с ростом температуры по экспоненциальному закону. Следовательно, произведение  $\omega\tau$  также по экспоненте уменьшается с ростом температуры.

В области температур, где  $\omega\tau > 1$  тангенс угла диэлектрических потерь, обусловленный медленными видами поляризации, возрастает с повышением температуры вследствие увеличения числа слабосвязанных диполей, перебрасываемых в процессе теплового движения в направлении действия сил поля. Так как время релаксации  $\tau$  полярных молекул велико, то за время действия  $\frac{1}{4}$  периода напряжения поляризация не успевает достичь установившегося значения.

Наблюдается сдвиг фаз между приложенным напряжением и ЭДС поляризации, что приводит к появлению активной составляющей тока абсорбции, дополнительной к току сквозной проводимости.

Максимального значения  $tg\delta_{rel}$  достигнет при такой температуре, когда у половины слабосвязанных полярных молекул время релаксации будет приблизительно равным длительности полупериода приложенного напряжения (условие 20).

При более высокой температуре, когда большинство полярных молекул успевают ориентироваться вслед за полем, произведение  $\omega\tau < 1$  и убывает с ростом температуры. Согласно уравнению (16) в этой области температур  $tg\delta_{rel}$  также убывает. Это связано с тем, что уменьшается число «медленных» диполей, отстающих от поля, следовательно, уменьшаются затраты энергии на их ориентацию и  $tg\delta_{rel} \Rightarrow 0$ .

Дальнейшее повышение температуры приводит к тому, что все слабосвязанные полярные молекулы будут успевать ориентироваться вслед за полем и время установления релаксационной поляризации становится много меньше длительности периода приложенного напряжения, выполняется условие  $\omega\tau \ll 1$  и уравнение (11) может быть преобразовано в полученное выше уравнение (14), т.е.

$$tg\delta = \frac{\gamma_{скв}}{\epsilon_0 \epsilon_c \omega},$$

из которого следует, что и в области высоких температур тангенс угла диэлектрических потерь в полярном диэлектрике также обусловлен потерями на электропроводность

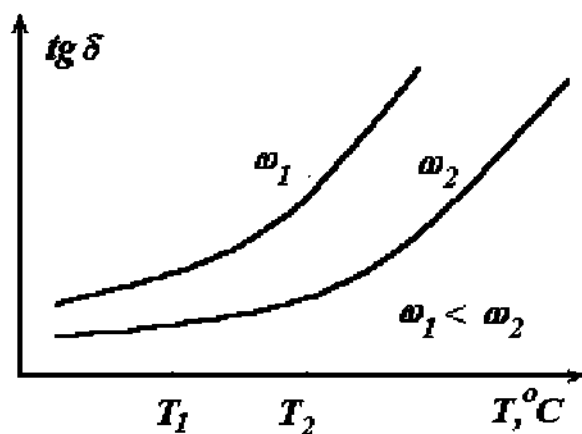


Рис.4 Зависимость  $tg\delta$  от температуры неполярного диэлектрика при разных частотах

Когда все слабосвязанные полярные молекулы успевают ориентироваться вслед за полем, угол сдвига фаз между приложенным напряжением и ЭДС поляризации равен нулю. В этом случае затраты энергии на ориентацию полярных молекул отсутствуют и  $tg\delta$  полярного диэлектрика обусловлен только потерями на электропроводность.

Температурная зависимость  $tg\delta$  полярного диэлектрика при различных частотах приведена на рис.5.

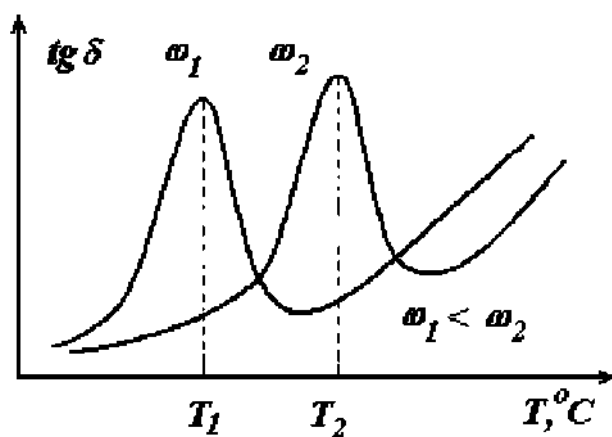


Рис.5. Зависимость  $tg\delta$  от температуры полярного диэлектрика при различных частотах

Как следует из приведенной зависимости, с повышением частоты приложенного поля максимум  $tg\delta$  смещается в сторону более высоких температур в соответствии с условием (20).

### 1.3. Особенности диэлектрической релаксации в полимерах

Для полимеров характерно наличие нескольких видов молекулярной релаксации, обусловленных тепловым движением как собственно цепи макромолекулы, так и ее отдельных атомов и группы атомов в боковых ответвлениях. Дипольная ориентационная поляризация проявляется на температурных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости в виде максимумов  $tg\delta$  и в ступенчатом изменении  $\epsilon$ . Число областей максимумов  $tg\delta$  индивидуально для каждого полимера.

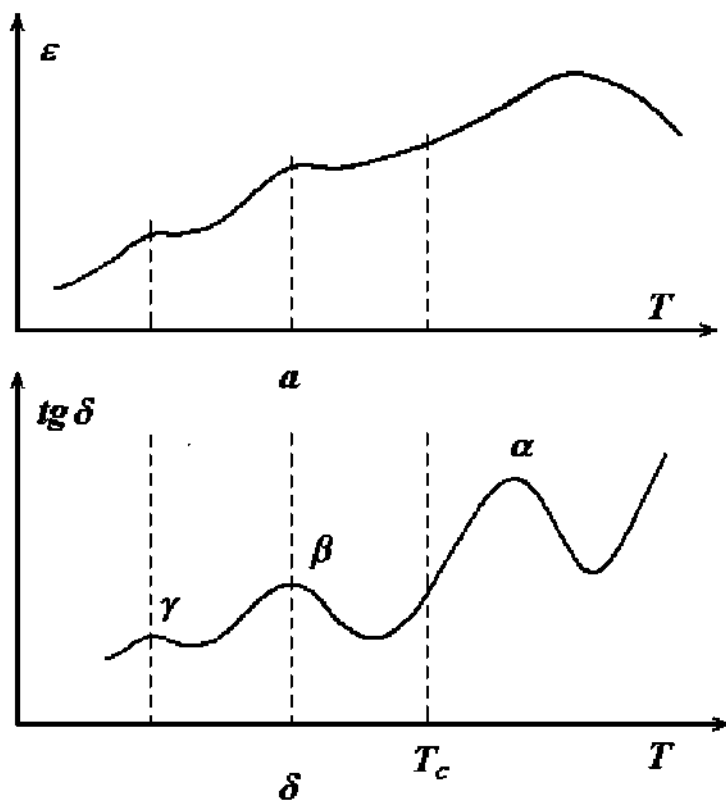


Рис.6. Зависимость диэлектрической проницаемости (а) и  $tg\delta$  от температуры (б) при низкой частоте для полярного полимерного диэлектрика

Значение энергии активации для дипольно-сегментальных процессов различных полимеров колеблется от нескольких десятков до сотен кДж/моль.

Для плоского конденсатора с круглыми электродами величина диэлектрической проницаемости рассчитывается по формуле

$$\varepsilon = \frac{C_x h}{\varepsilon_0 S}, \quad (22)$$

где

$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная

$C_x$  - емкость конденсатора в фарадах ( $1\text{Ф} = 1 \cdot 10^{12}$  пФ);

$h$  - толщина диэлектрика (м);

$S$  - площадь измерительного электрода образца (м<sup>2</sup>).

Смещение частот максимумов  $\text{tg}\delta$  по шкале температур (рис.5) для диполей одного сорта описывается зависимостью  $\lg(f_{\max})=\phi(1/T)$ , где  $f_{\max}$  - частота, а  $T$  температура, при которой  $\text{tg}\delta$  максимален. Зависимость является прямо в координатах  $\lg(f_{\max})$  и  $1/T$ .

Частота прыжковой переориентации дипольных центров в кристаллах равна

$$f_{\max} = f_0 \cdot \exp(-W/kT)$$

или

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp(E/kT)$$

где  $W$  (или  $E$ ) — энергия переориентации (обычно выражаемая в эВ)

$f_0$  (или  $\nu_0$ ) частота попыток прыжков (часто равна частоте колебаний ионов),

$k$  — постоянная Больмана ( $8.62 \cdot 10^{-5}$  эВ/град).

Энергия активации диэлектрической релаксации  $W$  определяется как

$$W = 2.3 \cdot k \cdot \frac{d \lg f_{\max}}{d(1/T)} = 2.3 \cdot k \cdot \frac{\lg f_2 - \lg f_1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}, \quad (23)$$

Как следует из последнего уравнения (23) для нахождения энергии переориентации диполей одного сорта в кристалле необходимо измерить зависимость частоты максимума  $f_{\max}$  тангенса диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta$  от температуры образца. Затем построив зависимость  $\lg(f_{\max})$  от  $1/T$  мы получим прямую, наклон которой нам даст величину  $W/(2.3 \cdot k)$ . Отсюда мы сможем рассчитать энергию переориентации диполей в кристалле.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### 2.1. Цель работы

Изучить влияние частоты электрического поля на диэлектрическую проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь кристаллического диэлектрика с примесными диполями.

### 2.2. Задачи работы

Исследовать характер изменения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь от частоты кристаллов LaF<sub>3</sub> с примесью двухвалентных металлов.

### 2.3. Электрическая схема установки



Рисунок 1.1 – Измеритель иммитанса E7-20. Внешний вид

Прибор предназначен для измерения при синусоидальном напряжении параметров объектов, представляемых параллельной или последовательной двухэлементной схемой замещения.

Прибор измеряет следующие параметры:

- индуктивность -  $L_p, L_s;$
- емкость -  $C_p, C_s;$
- активное сопротивление -  $R_p, R_s;$
- реактивное сопротивление -  $X_s;$
- проводимость -  $G_p;$
- тангенс угла потерь -  $\text{tg } \delta;$
- добротность -  $Q;$
- модуль комплексного сопротивления -  $|Z|;$
- угол фазового сдвига комплексного сопротивления -  $\varphi;$
- ток утечки -  $I.$

Принцип действия

В основу работы прибора положен метод вольтметра-амперметра. Структурная схема прибора приведена на рисунке 1.5.

Напряжение рабочей частоты от генератора подается на измеряемый объект. Преобразователь формирует два напряжения, одно из которых ( $U_T$ ) пропорционально току, протекающему через измеряемый объект, другое ( $U_H$ ) – напряжению на нем. Отношение этих напряжений равно комплексной проводимости ( $Y$ ) или комплексному сопротивлению ( $Z$ ) объекта.

Измерение отношения напряжений проводится аппаратно-программным логометром.

Аппаратная часть логометра состоит из коммутатора, масштабного усилителя, аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Итогом работы программной части логометра является расчет отношений напряжений.

На рисунке 1.4 изображены векторы  $U_T$ ,  $U_H$  и опорное вспомогательное напряжение с произвольной фазой.

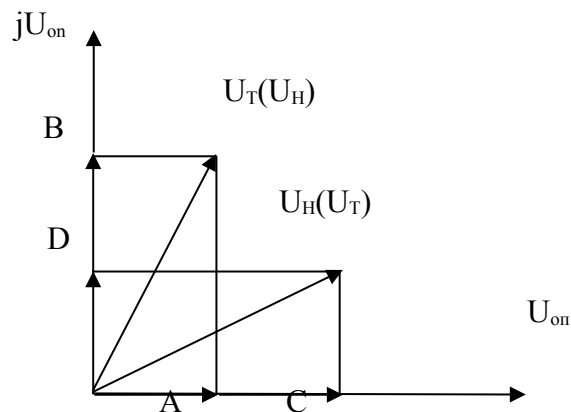


Рисунок 1.4 – Векторная диаграмма

Проекции векторов  $U_T$ ,  $U_H$  на опорное напряжение  $U_{оп}$  и  $jU_{оп}$  выделяются синхронным детектором (СД) и измеряются в некотором произвольном масштабе измерителем интегрирующего типа.

Очевидны соотношения:

$$(1.5) \quad Y = G + jB' = \frac{U_T}{U_H} = \frac{U_X}{U_O} = \frac{A + jB}{C + jD},$$



где  $G$  – активная проводимость;  
 $B'$  – реактивная проводимость;  
 $U_X$  – числитель измеряемого отношения;  
 $U_O$  – знаменатель измеряемого отношения;  
 $A, B, C, D$  – проекции векторов  $U_T$  и  $U_H$  на опорное напряжение  $U_{оп}$  и  $jU_{оп}$ , откуда

$$(1.6) \quad G = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2}$$

$$(1.7) \quad B' = \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}$$

Аналогично

$$(1.8) \quad Z = R + jX = \frac{U_H}{U_T} = \frac{U_X}{U_O} = \frac{A + jB}{C + jD},$$

где  $R$  – активное сопротивление;  
 $X$  – реактивное сопротивление, или

$$(1.9) \quad R = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2},$$

и

$$(1.10) \quad X = \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}$$

Передняя панель прибора. Расположение органов управления

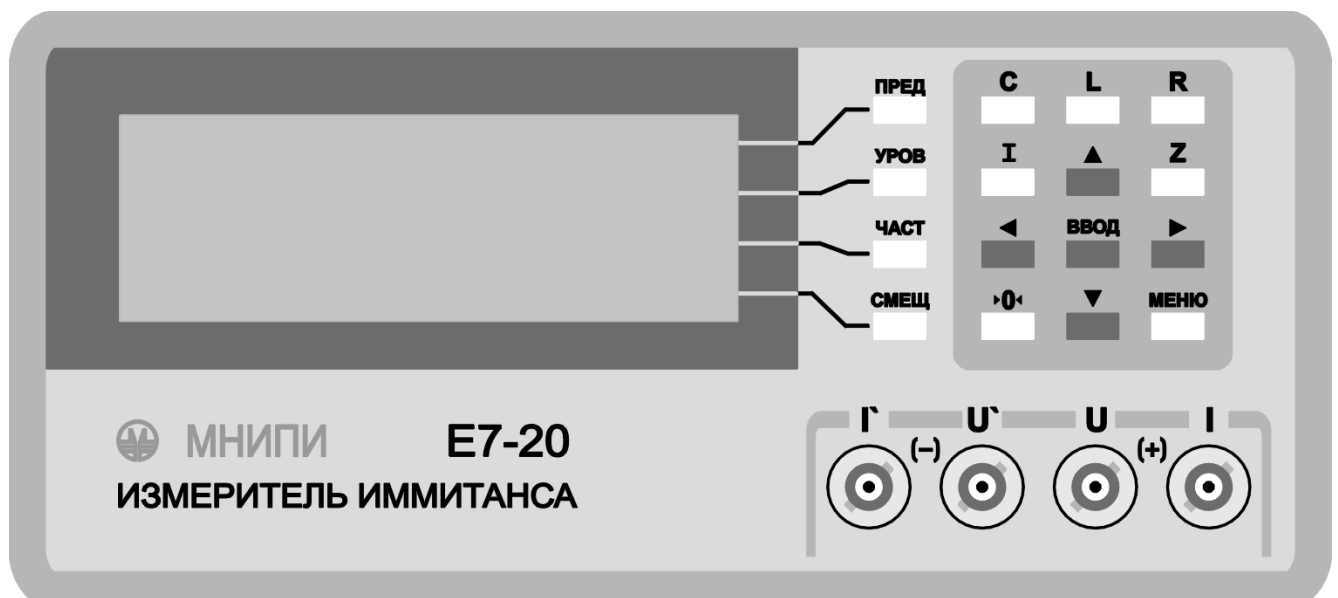


Таблица 2.1

Гравировка	Назначение
<i>Передняя панель</i>	
—	Дисплей (цифровое табло). Отображение значения измеряемой величины и вспомогательной информации
СМЕЩ	Кнопка. Разрешение на: а) включение внутреннего источника напряжения смещения кнопками ▲, ▼, ►; б) точную (грубую) установку напряжения смещения внутреннего источника кнопками ▲, ▼ (◀, ►); в) включение внешнего источника напряжения смещения кнопкой ◀ (при нулевом напряжении внутреннего источника напряжения смещения)
ЧАСТ	Кнопка. Разрешение на точную (грубую) установку рабочей частоты кнопками ▲, ▼ (◀, ►)
УРОВ	Кнопка. Разрешение на точную (грубую) установку напряжения измерительного сигнала кнопками ▲, ▼ (◀, ►)
ПРЕД	Кнопка. Разрешение на: а) включение (отключение) автоматического выбора предела измерений  Z  кнопками ◀, ► (▲, ▼) б) ручной выбор предела измерений  Z  кнопками ▲, ▼
I	Кнопка. Выбор измеряемого параметра I
C	Кнопка. Выбор измеряемого параметра C, D
▲	Кнопка. Увеличение набираемой величины
L	Кнопка. Выбор измеряемого параметра L, Q
Z	Кнопка. Выбор измеряемого параметра  Z , φ
R	Кнопка. Выбор измеряемого параметра R, Q
◀	Кнопка. Уменьшение набираемой величины
ВВОД	Кнопка. Вход в выбранную позицию меню
►	Кнопка. Увеличение набираемой величины
МЕНЮ	Кнопка. Переход из основного режима в режим меню
▼	Кнопка. Уменьшение набираемой величины
⚡	Кнопка. Коррекция нуля в режимах холостого хода и короткого замыкания
I, U, I', U'	Разъемы. Подключение присоединительных устройств УП-1, УП-2 или пятизажимных объектов
<i>Задняя панель</i>	
+120Vmax	Клеммы. Подача напряжения смещения от внешнего источника
КОНТРОЛЬ	Клеммы. Контроль напряжения смещения
ОТКЛ	Переключатель сети. Включение прибора
СЕТЬ ~220V	Разъем. Подключение сетевого кабеля
50Hz	
ВП2Б-1 0,5 А	Сетевой отсек. Установка предохранителей (2 шт.)
⏏, ⊥	Зажим ⏏ – корпус прибора. Зажим ⊥ – измерительное заземление. Для установки перемычки УШЯИ.741391.003 при измерении незаземленных объектов. При измерении заземленных объектов перемычка должна быть снята

## Подготовка к проведению измерений

### *Включение*

Для включения прибора необходимо:

- установить переключатель сети в положение 0;
- подключить прибор к питающей сети с помощью сетевого шнура;
- установить переключатель сети в положение I.

### *Отprobование*

Отprobование прибора проводят следующим образом: к прибору подключают УП-2 (зажимы УП-2 разомкнуты и разведены в стороны). Включают прибор. На индикаторе прибора на несколько секунд должна появиться надпись «Измеритель иммитанса E7-20».

Затем прибор должен автоматически перейти в режим измерений со следующими начальными установками:

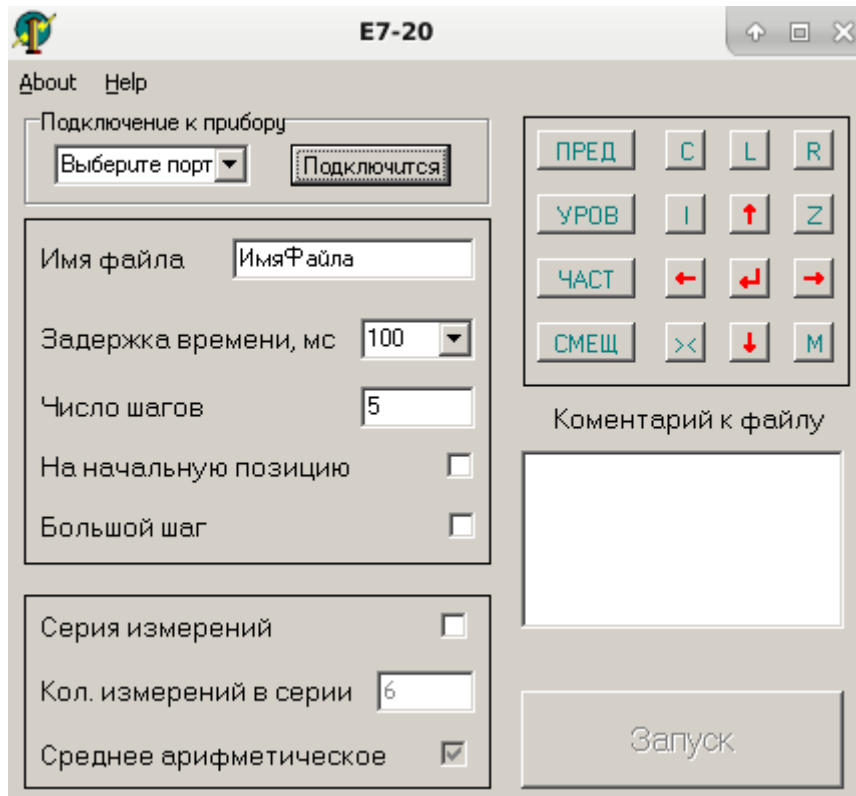
- |                                     |          |
|-------------------------------------|----------|
| - измеряемый параметр               | $C_p, D$ |
| - предел измерений $ Z $            | A 10 MΩ  |
| - рабочая частота                   | 1 kHz;   |
| - напряжение измерительного сигнала | 1 V;     |
| - напряжение смещения               | 0 V;     |
| - скорость измерений                | НОРМА    |

При этом показания прибора должны находиться в пределах  $\pm 0,1$  пФ.

Закорачивают зажимы УП-2 перемычкой. При помощи кнопки R на передней панели устанавливают измеряемый параметр R. При этом показания прибора должны находиться в пределах  $\pm 1$  мОм.

## 2.4. Порядок работы на установке

1. Включить прибор E7-20.
2. Запустить программу связи с прибором IMMITANCE.EXE не выполнение.
3. В окне программы выбрать порт для связи с прибором и нажать кнопку 'подключится', в окне Имя файла набрать имя. В окне число шагов поставить 17. В окне Большой шаг поставить галочку. Установить задержку времени – 2000.
4. Установить образец, Кнопками вправо влево на приборе (или в программе) установить частоту 25 гЦ. Убедится, что прибор показывает емкость в районе нанофарад.
5. Нажать кнопку 'Запуск' в окне программы IMMITANCE.
6. Дождаться конца измерений. Во время измерений программа переключает частоту с меньшей на большую. Измерения заканчиваются при достижении частоты 1Мгц.
7. Данные из файла перенести в таблицу (Origin)



## 2.5. Задание

1. Произвести измерения  $C_x$  и  $tg\delta$  на частотах от 25Гц до 1 МГц .
2. Рассчитать диэлектрическую проницаемость (уравнение 22) по полученным результатам.
3. Построить зависимость  $lg f_{max} = f(1 / T)$ .
4. Рассчитать энергию активации диэлектрической релаксации (уравнение 20).
6. Объяснить характер изменения  $\epsilon$  и  $tg\delta$  в зависимости от частоты и температуры

## 3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что понимается под *полярным* диэлектриком?
2. Что такое время *релаксации*?
3. Виды диэлектрических потерь.
4. Как зависит  $tg\delta$  и  $\epsilon$  *полярного* диэлектрика от температуры?
5. Чем обусловлено *смещение максимума*  $tg\delta = f(T)$  при изменении частоты приложенного напряжения?

#### **4. ЛИТЕРАТУРА**

1. Методические указания к выполнению лабораторных работ по дисциплине "Физика диэлектриков" , ТПУ, кафедра электроизоляции и кабельной техники,  
[http://portal.tpu.ru/departments/kafedra/eict/Work/Tab2/EICT\\_FDMmu.pdf](http://portal.tpu.ru/departments/kafedra/eict/Work/Tab2/EICT_FDMmu.pdf)
2. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков: учеб. Пособие для вузов. Киев: Вищашкола. Головное изд-во, 1980.—400с
3. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов: учебное пособие для вузов.- М. Энергоиздат, 1982, 320 с.
4. Техническое описание на измеритель иммитанса E7-20  
<http://www.mnipi.ru/download/to/E7-20.rar>