

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

## **Исследование упругих видов поляризации в твердых диэлектриках**

*Практикум*

Рекомендовано методической комиссией физического факультета для студентов ННГУ,  
обучающихся по направлениям подготовки: 11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника»,  
28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника», 03.03.02 «Физика»

Нижний Новгород  
2017

УДК 621.38  
ББК 32.852

Исследование упругих видов поляризации в твердых диэлектриках: Авторы: Курильчик Е.В., Сдобняков В.В. Практикум. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2017. – 17 с.

Рецензент: к.ф.-м.н., доцент Перов А.А.

Пособие посвящено изучению упругих видов поляризации в твердых диэлектриках. Практикум предназначен для студентов физического факультета ННГУ для подготовки по курсам «Физика конденсированного состояния».

Ответственный за выпуск:  
председатель методической комиссии  
физического факультета ННГУ, к.ф.-м.н., доцент Сдобняков В.В.

УДК 621.38  
ББК 32.852

© Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского, 2017

**Цель работы** – измерение диэлектрической проницаемости и показателя преломления твердых диэлектриков с упругим механизмом поляризации. Сравнение значений диэлектрической проницаемости с квадратом показателя преломления. Определение вида поляризации диэлектрических материалов.

### **Общие представления о поляризации диэлектриков**

Поляризация – явление, заключающееся в возникновении в веществе под действием определенных причин не равного нулю электрического момента [1].

Наиболее часто поляризация возникает под действием внешнего электрического поля. Однако в некоторых случаях поляризация может быть вызвана и неэлектрическим воздействием (рис.1):

- механической деформацией (пьезополяризация)
- изменением температуры (пирополяризация)
- освещением (фотополяризация).

Поляризация может существовать и без внешних воздействий.

Спонтанная поляризация обусловлена физико-химической природой вещества, остаточная – специальной предварительной обработкой диэлектрика, после чего возникает и длительно сохраняется в отсутствие внешних воздействий метастабильное поляризованное состояние.

В образовании электрического дипольного момента могут участвовать различные заряженные частицы, смещение которых под действием электрического поля или по другим причинам приводит к поляризованному состоянию. К ним относятся электроны, ионы, диполи (полярные молекулы или радикалы). Соответственно, поляризация может быть электронной, ионной или дипольной. В некоторых неоднородных или многокомпонентных диэлектриках в образовании электрического дипольного момента участвуют также макродиполи – полярные или заряженные группы или слои в структуре диэлектрика.

Электроны, ионы или диполи приводят к образованию поляризованного состояния посредством различных механизмов. Если эти частицы сильно связаны в структуре диэлектриков, внешнее поле или другие воздействия могут привести лишь к очень малым (по сравнению с атомными размерами) смещениям этих частиц относительно неполяризованного состояния. Тем не менее, небольшие упругие смещения всех структурных единиц диэлектрика приводят к значительному интегральному вкладу в изменение его свойств, такой механизм поляризации можно назвать *упругим*.

В случае слабой связи электронов, ионов или диполей в структуре диэлектриков на процессах поляризации сильно сказывается их тепловое

движение, и поляризация называется тепловой (или прыжковой). Оставаясь локализованными вблизи структурных дефектов, эти частицы под действием теплового движения могут перемещаться на расстояния порядка атомных. Поляризация при этих перемещениях не возникает, потому что тепловые прыжки ионов, электронов или ориентация диполей происходит хаотично. Однако приложенное электрическое поле приводит к асимметрии перемещающихся зарядов (или в ориентации диполей), вследствие чего и возникает электрический дипольный момент (поляризация).

Наибольшее перемещение связанных зарядов происходит в случае миграционной поляризации, свойственной неоднородным диэлектрикам. Накопление электрических зарядов на неоднородностях приводит к объемно-зарядной поляризации. Миграционная поляризация уже не может быть отнесена к микроскопическим механизмам появления электрического момента.

В связи с явлением поляризации диэлектриков вводятся три параметра. Рассмотрим конденсатор, помещенный в электрическое поле. В результате действия последнего на обкладках конденсатора возникает заряд с повышенной плотностью  $\sigma$ . Диэлектрик, помещенный в этот конденсатор, уменьшает разность потенциалов в  $\epsilon$  раз при условии постоянства зарядов на электродах.



Рис.1. Классификация механизмов поляризации

Таким образом, напряженность электрического поля в диэлектрике также уменьшается в  $\varepsilon$  раз. Это объясняется образованием на поверхности диэлектрика, прилегающих к электродам, зарядов противоположного знака.

Напряженность электрического поля в диэлектрике  $E$ , характеризующая свободный электрический заряд на электродах конденсатора:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Электрическая индукция  $D$ , характеризующая полный заряд на электродах конденсатора:

$$D = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \quad (2)$$

Поляризация  $P$ , равная плотности поверхностного заряда на обкладках конденсатора и характеризующая ту часть полного заряда, которая определяется противоположными зарядами диэлектрика:

$$P = \sigma(1 - \varepsilon^{-1}). \quad (3)$$

Следовательно,  $D, P, E$  являются макроскопическими характеристиками диэлектрика. Связь между ними устанавливается следующими выражениями:

$$D = \varepsilon_0\varepsilon E, \quad (4)$$

$$D = \varepsilon_0 E + P, \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует

$$\varepsilon - 1 = \frac{P}{\varepsilon_0 E} \quad (6)$$

Таким образом, относительная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  может быть определена как отношение электрического поля в вакууме к напряженности поля в диэлектрике при неизменности заряда на обкладках конденсатора:

$$\varepsilon_0\varepsilon = D/E. \quad (7)$$

Кроме  $\varepsilon$ , при описании свойств диэлектриков используется параметр, называемый диэлектрической восприимчивостью  $\chi$ :

$$P = \varepsilon_0\chi E \quad (8)$$

Из (6) и (7) следует, что  $\varepsilon = 1 + \chi$ .

Отметим, что по своей природе диэлектрическая проницаемость является тензором второго ранга. Это следует из записи уравнения

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E},$$

где  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$  – векторы, т.е. тензоры первого ранга. Приведенное выше уравнение в тензорной записи имеет вид:

$$\varepsilon_0^{-1} D_i = \varepsilon_{ij} E_j, \quad ij = 1, 2, 3. \quad (9)$$

Тензор  $\varepsilon_{ij}$  является симметричным, может быть приведен к диагональному виду. Это означает, что любой кристалл может характеризоваться максимально тремя различными значениями диэлектрической проницаемости. Для изотропных сред все три значения совпадают.

До сих пор рассматривался макроскопический аспект проблемы поляризации диэлектриков. Однако поляризацию  $P$  можно определить и через микроскопические параметры поляризованного диэлектрика. Электрический момент единицы объема диэлектрика можно найти из выражения:

$$\vec{P} = \gamma \alpha \vec{F}, \quad (10)$$

где  $\vec{F}$  – локальное поле, действующее на частицу,  $\gamma$  – концентрация частиц, участвующих в поляризации,  $\alpha$  – поляризуемость частицы.

Для установления связи между макроскопическими и микроскопическими параметрами поляризации необходимо вычислить локальное поле  $\vec{F}$ . В простейшем случае для изотропных диэлектриков при отсутствии взаимодействия частиц, участвующих в поляризации, локальное поле, как показал Лорентц, может быть выражено следующим образом:

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon+2}{3} \vec{E}. \quad (11)$$

$$\vec{P} = \gamma \alpha \frac{\varepsilon+2}{3} \vec{E}. \quad (12)$$

Исходя из (6) и (12), получаем уравнение Клаузиуса-Мосотти:

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{\gamma \alpha}{3 \varepsilon_0}. \quad (13)$$

Если имеется несколько сортов поляризующихся частиц, что

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{1}{3 \varepsilon_0} \sum_i \gamma_i \alpha_i. \quad (14)$$

### Электронная упругая поляризация

Электронная упругая поляризация является наиболее общим видом поляризации. Она наблюдается во всех диэлектриках независимо от их агрегатного состояния (газ, жидкость, твердое тело) и структуры (кристалл, аморфное вещество) [2]. Атомы, из которых состоит диэлектрик, под действием внешнего электрического поля превращается в электрические диполи вследствие того, что электронные оболочки и ядра смещаются относительно друг друга. Поскольку масса ядер во много раз больше массы электронов, то практически следует говорить о смещении электронов. Время установления электронной упругой поляризации исключительно мало:  $10^{-16}$ - $10^{-17}$  с. Таким образом, электронная упругая поляризация успевает устанавливаться в высоких

переменных полях, вплоть до оптических частот. Период световых колебаний составляет  $10^{-14}$ - $10^{-15}$  с, так что запаздывание электронной поляризации наблюдается лишь в ультрафиолетовой области спектра, где частота электромагнитных колебаний  $10^{16}$ - $10^{17}$  Гц.

Механизм электронной упругой поляризации проще всего понять на примере водородоподобного атома. Если внешнее поле  $E=0$ , то центр положительного заряда в атоме совпадает с центром отрицательного (рис. 2,а). Под действием электрического поля электронная оболочка сместится на некоторое расстояние, т.е. сместится геометрический центр отрицательного заряда. Обозначим смещение  $x$  (рис. 2,б). Атом находится в равновесии, если

$$eE = kx. \quad (14)$$

Предполагается, что возвращающая сила  $F_1$  является упругой с коэффициентом упругости  $k$ . Смещение центров зарядов приводит к образованию электрического дипольного момента  $P = ex$ . С учетом того, что в равновесии  $x = eE/k$ , имеем

$$P = \frac{e^2}{k}E. \quad (15)$$

Индукированный дипольный момент пропорционален напряженности поля. Коэффициент пропорциональности между  $P$  и  $E$  обычно обозначают

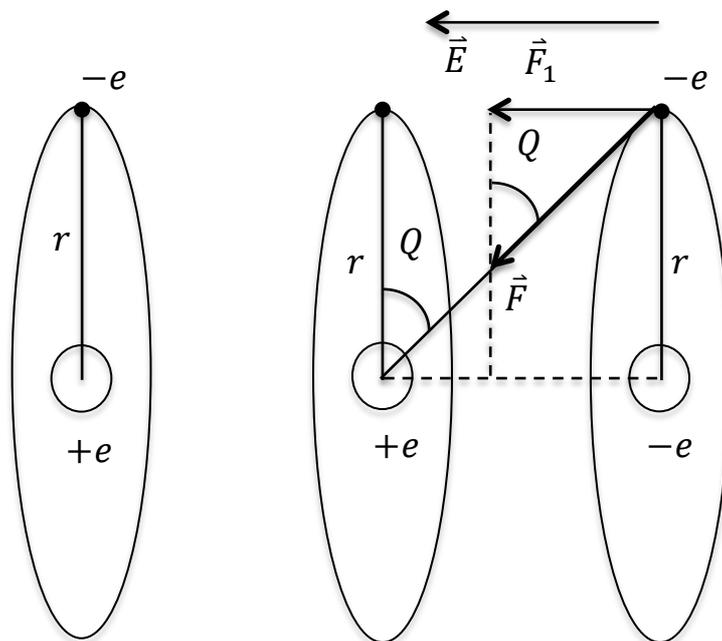


Рис. 2. Водородоподобный атом:  
а - в отсутствии внешнего поля,  
б - во внешнем электрическом поле

$$\alpha_e = e^2/k. \quad (16)$$

Поскольку считаем возвращающую силу квазиупругой, т.е.  $F_1 = kx$ . То, что при малых смещениях  $x$  это не так, нетрудно показать на примере обсужденной водородоподобной модели атома. Из рис. 2 видно, что возвращающая сила  $F_1$  представляет собой проекцию силы притяжения между ядром и электроном на направление напряженности поля, т.е.

$$F_1 = F \sin\theta.$$

Поскольку

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(r^2+x^2)}, \quad \sin\theta = \frac{x}{\sqrt{r^2+x^2}},$$

то

$$F_1 = \frac{e^2x}{4\pi\epsilon_0(r^2+x^2)^{3/2}}. \quad (17)$$

Внешние поля обычно значительно меньше внутреннего электрического поля в атоме. Поэтому смещение  $x$  невелико. При  $x \ll r$  из (17) получим

$$F_1 = \frac{e^2x}{4\pi\epsilon_0r^3}, \quad (18)$$

т.е. действительно возвращающая сила пропорциональна смещению. Из (18) следует, что коэффициент упругости

$$k = \frac{F_1}{x} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0r^3}. \quad (19)$$

Подставляя полученное выражение для  $k$  в (16), найдем

$$\alpha_e = 4\pi\epsilon_0r^3. \quad (20)$$

Из (20) следует, что электронная поляризуемость атома определяется его радиусом.

Сравним экспериментальные значения  $\alpha_e$  с вычисленными по формуле (20). Для атома аргона экспериментальное значение  $\alpha_e$  равно  $1,83 \cdot 10^{-40}$  Ф·м<sup>2</sup>. Атомный радиус аргона  $r = 1,91 \cdot 10^{-10}$  м. Подставляя в (20), находим  $\alpha_e = 7 \cdot 10^{-40}$  Ф·м<sup>2</sup>. Вычисленное значение  $\alpha_e$  больше наблюдаемого на опыте, однако одинаковый порядок этих двух величин дает основание считать рассматриваемую картину явления электронной поляризации в общих чертах правильной. Строгий квантово-механический расчет дает результат, по порядку величины совпадающий с (20).

Формула (20) неприменима для сложных атомов, тем не менее ясно, что поляризуемость таких атомов также должна сильно возрасти с увеличением радиуса электронных оболочек, поскольку связь между ядром и электроном при этом уменьшается. Наиболее слабо связаны с ядром валентные электроны, поэтому они испытывают под действием поля наибольшее смещение.

Для многих диэлектриков (ионные кристаллы, аморфные вещества) важно знать электронную поляризуемость ионов. Поляризация ионов имеет

приблизительно тот же характер, что и поляризация атомов. Наименьшей поляризуемостью обладают такие ионы, у которых электронная оболочка соответствует электронной оболочке инертного газа. Имеется прямая связь между поляризуемостью иона и потенциалом ионизации. Значение потенциала ионизации зависит от энергии связи электрона с ядром. Чем она выше, тем устойчивее электронная оболочка, т.е. больше потенциал ионизации и меньше поляризуемость.

### Ионная упругая поляризация

В диэлектриках с ионным типом химической связи под действием электрического поля происходит смещение положительных ионов относительно отрицательных. Возникающая таким образом поляризация получила название *ионной упругой поляризации* [2]. Время установления ионной поляризации составляет обычно  $10^{-14}$ - $10^{-15}$  с. Это означает, что данная поляризация полностью успевает устанавливаться в переменных полях, включая сверхвысокочастотные ( $10^{10}$ - $10^{11}$  Гц). В то же время в инфракрасной области спектра наблюдается запаздывание в установлении ионной поляризации. В качестве простейшего примера рассмотрим поляризацию одной молекулы, состоящей из двух разноименных ионов, например,  $\text{Na}^+$  и  $\text{Cl}^-$ . Будем считать, что заряд сконцентрирован в центре иона, рис. 3.

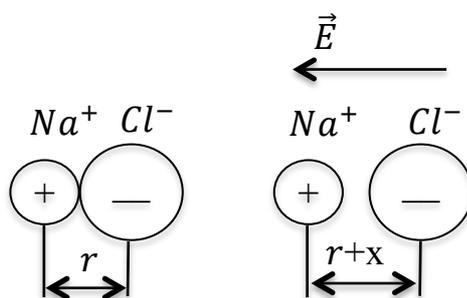


Рис. 3. Ионная поляризация молекулы типа NaCl

Зависимость энергии взаимодействия от расстояния для ионных молекул может быть выражена формулой

$$U(r) = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{b}{r^n},$$

где  $Z_{1,2}$  – атомный номер,  $n$ - показатель степени потенциала сил отталкивания,  $b$  – постоянный коэффициент.

Показатель степени  $n$  в потенциале отталкивания Борна для различных веществ колеблется обычно от 7 до 11. Коэффициент  $b$  определим из условия минимума энергии  $\left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=r_0} = 0$ . Отсюда

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2 r_0^{n-1}}{4\pi\epsilon_0 n}.$$

С учетом этого получаем для однократно заряженных ионов

$$U(r) = -\frac{e^2 r_0^{n-1}}{4\pi\epsilon_0 n r^n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (21)$$

В электрическом поле  $E$  происходит смещение ионов. Если поле невелико, то мало и смещение  $x$ . Так же, как и в случае электронной поляризации, в системе возникает возвращающая упругая сила  $kx$ . Аналогично тому, как это было сделано ранее, запишем

$$eE = kx, \quad ex = \alpha_i E$$

Отсюда ионная поляризуемость  $\alpha_i = \frac{e^2}{k}$ .

Для отыскания «упругой» постоянной  $k$  воспользуемся следующим очевидным соотношением:

$$U(r_0 + x) = U(r_0) = \int kx dx = \frac{kx^2}{2} \quad (22)$$

Продифференцировав дважды левую и правую части (22) по  $x$ , получим

$$k = \frac{d^2 U(r_0 + x)}{dx^2}. \quad (23)$$

Для нахождения второй производной воспользуемся выражением (21), в которое вместо  $r$  подставим  $(r_0 + x)$ . После дифференцирования получим

$$k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^3} (n - 1). \quad (24)$$

При выводе формулы (24) было учтено, что  $x \ll r_0$ . Подставим найденное значение  $k$  в выражение для ионной поляризуемости

$$\alpha_i = \frac{4\pi\epsilon_0 r_0^3}{n-1} (n - 1). \quad (25)$$

Если считать ионы «жесткими» сферами, то  $r_0 = r_a + r_k$ , где  $r_a$  и  $r_k$  – радиусы аниона и катиона. Таким образом,

$$\alpha_i = \frac{4\pi\epsilon_0 (r_a + r_k)^3}{n-1}. \quad (26)$$

Ионная поляризуемость молекулы определяется практически кубом радиуса иона и, следовательно, по порядку величины она близка к электронной поляризуемости атомов и ионов.

### Дипольная упругая поляризация

Во многих диэлектриках имеются молекулы, которые обладают собственным электрическим моментом  $\vec{P}_0$ , т.е. представляют собой диполи даже в отсутствии внешнего электрического поля. В ряде случаев при

изменении направления ориентации диполей во внешнем электрическом поле возникают упругие возвращающие силы. Очевидно, что это наблюдается тогда, когда диполи более или менее жестко связаны, т.е. упругая дипольная поляризация имеет место в твердых диэлектриках – полярных кристаллах.

В газах и жидкостях, а также некоторых кристаллических диэлектриках полярные молекулы разориентированы за счет теплового движения, так что результирующая поляризация равна нулю. Под действием внешнего поля устанавливается некоторая преимущественная ориентация диполей в направлении поля. Поскольку ориентация диполей в этом случае зависит от теплового движения, механизм поляризации получил название тепловой дипольной поляризации.

Простейшей полярной молекулой является молекула HCl. Эти несимметричные молекулы, находящиеся в газообразном или в жидком состоянии, могут принимать участие только в тепловой поляризации. В то же время при  $T < 98 \text{ K}$  соляная кислота находится в кристаллическом состоянии и диполи образуют упорядоченную структуру. Вследствие этого упорядочивания диполей в полярном кристалле существует внутреннее электрическое поле.

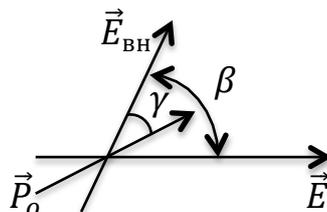


Рис. 4. Упругий поворот диполя  $\vec{P}_0$  во внешнем электрическом поле  $\vec{E}$

Во внешнем электрическом поле имеет место упругое отклонение дипольных моментов от равновесной ориентации. Рассмотрим простейшую модель, из которой можно рассчитать поляризуемость дипольной упругой поляризации. Пусть диполь с моментом  $\vec{P}_0$  ориентирован внешним электрическим полем  $\vec{E}_{\text{вн}}$ . Под действием внешнего поля  $\vec{E}$ , направленного под углом  $\beta$  к  $\vec{E}_{\text{вн}}$ , диполь поворачивается на небольшой угол  $\gamma$ , рис. 4. При отклонении диполя от положения равновесия возникает квазиупругая возвращающая сила  $\vec{F}$ . Предположим, что  $E < E_{\text{вн}}$ . Найдем поляризуемость, считая, что изменение электрического момента системы во внешнем поле пропорционально напряженности поля, т.е.

$$P = \alpha_d E.$$

За счет поворота диполя на угол  $\gamma$  изменяется проекция дипольного момента на направление поля  $\vec{E}$ . Это соответствует возникновению момента в направлении поля. Изменение проекции  $P$  можно вычислить

$$P = P_o \cos(\beta - \gamma) - P_o \cos\beta. \quad (27)$$

Перепишем это выражение в виде

$$P = P_o \left( \sin\beta \sin\gamma - 2\cos\beta \sin^2 \frac{\gamma}{2} \right). \quad (28)$$

Величиной  $\sin^2 \frac{\gamma}{2}$  можно пренебречь по сравнению с  $\sin\gamma$ , поскольку в силу условия  $E < E_{\text{вн}}$  угол  $\gamma$  мал. С учетом этого изменение дипольного момента составляет

$$P = P_o (\sin\beta \sin\gamma). \quad (29)$$

В состоянии равновесия вращающий и возвращающий моменты равны, т.е.

$$P_o E \sin(\beta - \gamma) = P_o E_{\text{вн}} \sin\gamma. \quad (30)$$

Для нахождения  $\sin\gamma$  упростим (30). При  $E < E_{\text{вн}}$  имеем  $\sin(\beta - \gamma) \approx \sin\beta$ . Тогда

$$\sin\gamma = \frac{E}{E_{\text{вн}}} \sin\beta \quad (31)$$

$$P = P_o \frac{E}{E_{\text{вн}}} \sin^2 \beta. \quad (32)$$

В качестве характеристики связи обычно используют не напряженность внутреннего поля  $E_{\text{вн}}$ , а энергию диполя в поле  $E_{\text{вн}}$

$$U_o = -P_o E_{\text{вн}} \cos\gamma \approx -P_o E_{\text{вн}}. \quad (33)$$

Выразив  $E_{\text{вн}} = |U_o|/P_o$  и подставив в (32), получим

$$P = \frac{P_o^2 \sin^2 \beta}{|U_o|} E. \quad (34)$$

Тогда поляризуемость дипольной упругой поляризации

$$\alpha_d = \frac{P_o^2}{|U_o|} \sin^2 \beta. \quad (35)$$

Из (35) следует, что  $\alpha_d$  зависит от направления электрического поля, максимальна когда  $E \perp E_{\text{вн}}$ , т.е. при  $\beta = \pi/2$  и  $3\pi/2$  и равна нулю при  $E \parallel E_{\text{вн}}$ . Вклад дипольной упругой поляризации может обуславливать анизотропию диэлектрической проницаемости. Поляризуемость упруго связанных полярных молекул зависит также и от момента каждой молекулы и энергии  $U_o$  межмолекулярных связей.

### Частотная зависимость диэлектрической проницаемости

Если диэлектрик помещен в постоянное электрическое поле, то все виды поляризации, присущие данному веществу, успевают установиться. В этом случае вклад в  $\epsilon$  вносят как быстрые, так и медленные механизмы поляризации. В переменном электрическом поле с увеличением частоты  $\nu$  начинают

запаздывать виды поляризации, начиная с наиболее медленных. Это приводит к изменению (дисперсии) диэлектрической проницаемости.

В области низких частот, см. рис. 5, вклад в  $\epsilon_{\text{НЧ}}$  вносят все виды

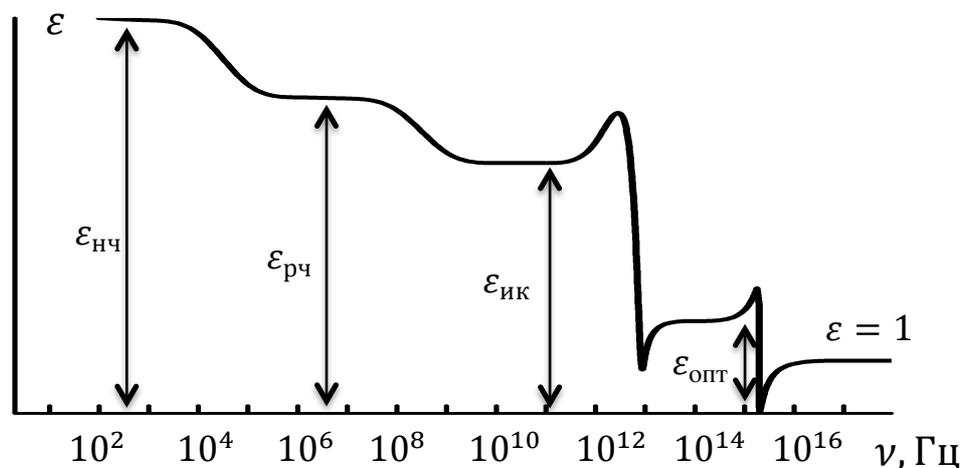


Рис. 5. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты

поляризации, однако при  $\nu \sim 10^4 - 10^5$  Гц начинают «включаться» различные виды объемно-зарядной поляризации, связанной с движением и накоплением на границах раздела неоднородного диэлектрика заряженных частиц (электронов, ионов). В диапазоне радиочастот  $10^4 - 10^{11}$  Гц перестают вносить вклад в  $\epsilon_{\text{рч}}$  тепловые механизмы поляризации (электронная, ионная, дипольная). При частотах, соответствующих инфракрасной области спектра ( $10^{11} - 10^{15}$  Гц), происходит запаздывание ионной упругой и дипольной упругой поляризации ( $\epsilon_{\text{ИК}}$ ). В диапазоне оптических частот ( $10^{15} - 10^{17}$  Гц) диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{опт}}$  обусловлена только электронной упругой поляризуемостью. При столь высоких частотах из-за инерционности никакие другие механизмы поляризации не успевают установиться. В полях с частотами выше  $10^{17} - 10^{18}$  Гц поляризация уже не возможна и  $\epsilon = 1$ .

Исследуя зависимость диэлектрической проницаемости от частоты, можно экспериментально выделить вклады различных видов поляризации. Например, вклад электронной упругой поляризации может быть найден путем измерения  $\epsilon$  на оптических частотах. Из уравнений Максвелла следует, что оптический показатель преломления вещества  $\bar{n} = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость. На оптических частотах  $\mu \approx 1$ , поэтому  $\epsilon_{\text{опт}} = \bar{n}^2$ . В результате имеем

$$\frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 - 2} = \frac{\gamma_e \alpha_e}{3\epsilon_0} \quad (36)$$

Из последнего уравнения могут быть найдены электронные поляризуемости атомов и ионов.

Исследование диэлектрических спектров  $\epsilon(\nu)$  дает информацию о свойствах диэлектриков, в частности, можно сделать качественные выводы о

физической природе и механизмах диэлектрической проницаемости, а также получить количественные данные о вкладах этих механизмов.

## Методики определения диэлектрической проницаемости

### Электрический метод

При данных форме и размерах образца его емкость пропорциональна диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ , поэтому величина  $\varepsilon$  может быть определена как емкость конденсатора  $C$ , заполненного диэлектриком, отнесенная к емкости такого же конденсатора, у которого диэлектриком служит вакуум  $C_0$ :

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (37)$$

Диэлектрическая проницаемость вычисляют по измененной емкости и размерам образца с учетом его формы. Чаще всего используется плоский образец, тогда

$$\varepsilon = C \frac{d}{\varepsilon_0 S}, \quad (38)$$

где  $d$  - толщина диэлектрика,  $S$  – площадь электрода.

Последнее выражение справедливо в случае однородного поля. У краев электрода поле искажается, и возникает краевая емкость, обусловленная потоком индукции в воздухе между электродами. Однако это не вносит заметной погрешности, если толщина диэлектрика  $d$  невелика по сравнению с диаметром электрода  $D$ .

### Оптический метод

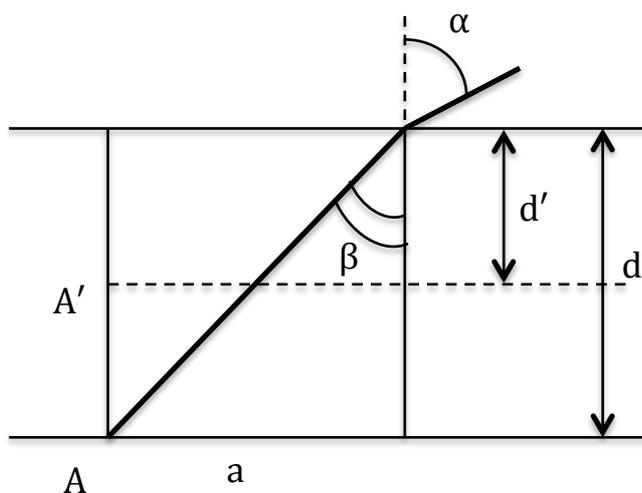


Рис.6. Схема определения показателя преломления

Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  определяется по показателю преломления  $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon}$ . Показатель преломления измеряется с помощью микроскопа. Метод основан на кажущемся изменении толщины прозрачной плоскопараллельной пластинки толщиной  $d$ . На одной стороне пластины нанесена точка А. При рассмотрении этой точки через пластинку она будет казаться не на глубине  $d$ , а на глубине  $d'$ , как видно на рис.6.

$$d = a \operatorname{ctg} \beta, \quad d' = a \operatorname{ctg} \alpha,$$

$$\frac{d'}{d} = \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\operatorname{ctg} \beta} = \frac{\cos \alpha \sin \beta}{\sin \alpha \cos \beta} \approx \frac{\cos \alpha}{\bar{n} \cos \beta}$$

где  $\bar{n} = \frac{d \cos \alpha}{d' \cos \beta}$ .

При малых углах  $\alpha$  и  $\beta$  можно считать  $\bar{n} \approx \frac{d}{d'}$ . Нанеся штрихи на обеих поверхностях пластины, фокусируют микроскоп сначала на одном штрихе, затем на другом. Разность значений тубуса микроскопа дает оптическую толщину пластинки.

### Задания

1. Освоить методику измерения емкости. Особое внимание обратить на правильную исходную настройку прибора и исключение паразитных емкостей (емкость проводов, держателей образцов и т.д.). Для измерений использовать прибор, указанный преподавателем.
2. Для предложенных прозрачных диэлектриков произвести измерения емкости и рассчитать диэлектрическую проницаемость.
3. Для тех же диэлектриков измерить показатель преломления.
4. Проверить соотношение  $\varepsilon = \bar{n}^2$  и сделать вывод о роли электронной поляризации в предложенных образцах.

### Контрольные вопросы

1. Что такое поляризация и каковы могут быть причины ее возникновения?
2. Типы поляризации.
3. Параметры, характеризующие поляризацию.
4. Понятие о среднем макроскопическом поле и локальном поле в диэлектрике.
5. Уравнение Клаузиуса-Моссотти

6. Электронная упругая поляризация. Ее характерные особенности. Чем определяется величина поляризуемости атома?
7. Упругая ионная поляризация. Ее особенности. Чем определяется величина поляризуемости молекулы? Формула Борна.
8. Частотная зависимость поляризуемости.
9. Может ли  $\epsilon$  быть отрицательной?
10. Методы определения диэлектрической проницаемости.

### **Рекомендованная литература**

1. Физика твердого тела. Лабораторный практикум. Том 2. Физические свойства твердых тел. Под редакцией А.Ф. Хохлова. Издание второе, исправленное. Москва: Высшая школа, 2001 -286 с.
2. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. Москва, 2015 – 496 с.
3. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков. Учеб. пособие для вузов. Киев: Вища школа. Головное изд-во, 1980 – 400 с.
4. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. Москва: Энергоиздат, 1982 – 320 с.
5. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике. Москва: Радио и связь, 1989 – 288 с.

