

Документ подписан простой электронной подписью
Информация о владельце:
ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна
Должность: проректор по учебной работе
Дата подписания: 15.05.2022 01:50:23
Уникальный программный ключ:
0b817ca911e6668abb13a5d426d39e5f1c11eabbf73e943df4a4851fda56d089

МИНОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Юго-Западный государственный университет»
(ЮЗГУ)

Кафедра нанотехнологий и инженерной физики

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по учебной работе
О.Г. Локтионова
« 15 » 12 2017 г.



Физика диэлектриков

Методические указания к выполнению лабораторных работ для сту-
дентов направления подготовки
28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»

Курск 2017

УДК 681.7.069.24

Составители: А.Е. Кузько, А.В. Кузько

Рецензент

Доктор физико-математических наук,
директор РИЦ, профессор *А.П. Кузьменко*

Физика диэлектриков: Методические указания к выполнению лабораторных работ для студентов направления подготовки 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» / Юго-Зап. гос. ун-т; сост.: А.Е. Кузько, А.В. Кузько. Курск, 2017. 63 с. ил: 26.

Предназначены для студентов направления подготовки 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника».

Обучающиеся закрепят и приобретут новые знания по физике диэлектриков и получат базовые навыки по определению различных свойств пассивных и активных диэлектрических материалов, научатся выявлять естественнонаучную сущность проблем и привлекать для их решения физико-математический аппарат, приобретут способность налаживать, испытывать и проверять измерительное оборудование для решения научно-технических задач в области микросистемной техники.

Методические указания соответствуют требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования и учебному плану направления подготовки 28.03.01 Нанотехнологии и микросистемная техника, степень (квалификация) – бакалавр. Предназначены для студентов всех форм обучения.

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 15.12.17. Формат 60×84 1/16.

Усл.печ.л. 3,66. Уч.-изд. л. 1,37. Тираж 50 экз. Заказ 2785. Бесплатно.

Юго-Западный государственный университет.

305040 Курск, ул. 50 лет Октября, 94.

Лабораторная работа №1

Тема: Определение диэлектрической проницаемости диэлектриков

Цель работы: определить диэлектрическую проницаемость твёрдых диэлектриков методом измерения электрической ёмкости, проверить законы последовательного и параллельного соединения конденсаторов

Принадлежности: Мультиметр FLUKE-15b (или аналоги Мультиметр 890 G, и т.д.), работающий в режиме измерения емкости, две металлические пластины конденсатора, исследуемых диэлектриков (по указанию преподавателя).

Теоретическое введение

1. Поляризация диэлектриков. Полярные и неполярные диэлектрики.

Диэлектриками (изоляторами) называются вещества, в которых нет носителей электрического тока, то есть свободных зарядов, способных перемещаться под действием поля на макроскопические расстояния. Рассмотрим диэлектрическое вещество, находящееся во внешнем электростатическом поле. Это поле может создаваться как макроскопическими зарядами, расположенными за пределами вещества, так и макроскопическими зарядами, искусственно внедренными в наше вещество, но не входящими в состав его молекул. Будем далее называть такие заряды *сторонними*. Поле сторонних зарядов, действуя на электроны и ядра атомов диэлектрика, не может вызвать их тока, так как все заряды в веществе, находятся в связанном состоянии (их называют связанными зарядами) и свободных зарядов нет.

Тем не менее, действуя на электроны и ядра с противоположно направленными силами, поле сторонних зарядов несколько смещает их друг относительно друга, что в целом приводит к некоторому перераспределению зарядов в веществе. Это перераспределение зависит от внутренней структуры диэлектрика (в частности – от строения его молекул) и может протекать по-разному для веществ различного химического состава в различных агрегатных состояниях. Но общим его результатом является то, что если раньше средняя плотность заряда в веществе в каждом малом (но макроскопическом) объеме равнялась нулю (вещество электрически нейтрально), то теперь на некоторых участках вещества могут появиться нескомпенсированные макроскопические заряды. Например, такое нарушение баланса между отрицательными и положительными частицами произойдет на границе вещества. Явление перераспределения связанных зарядов в диэлектрике под действием поля сторонних зарядов называется *поляризацией диэлектрика*. Нескомпенсиро-

ванные макроскопические заряды, появляющиеся в некотором объеме или на границе диэлектрика вследствие поляризации, называются *поляризационными зарядами*.

В итоге поле в каждой точке вещества представляет собой суперпозицию поля сторонних зарядов и поля поляризационных зарядов. Векторная сумма напряженностей этих двух полей и называется напряженностью макроскопического электростатического поля:

$$\vec{E} = \vec{E}^{\text{стор}} + \vec{E}^{\text{пол}}.$$

Рассмотрим явление поляризации подробнее. Не будем пока касаться вопроса о поляризации твердых кристаллических тел и рассмотрим лишь газообразные и жидкие вещества, состоящие из отдельных молекул. Всякая молекула представляет собой систему с суммарным зарядом, равным нулю. Следовательно, ее участие в электростатическом взаимодействии будет определяться вторым по важности (после суммарного заряда) параметром – дипольным моментом. Таким образом, для наших целей достаточно представлять себе молекулу в виде диполя (рис. 1.)

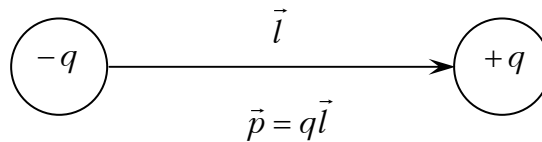


Рис. 1

Положительный заряд такого диполя равен суммарному заряду ядер и помещается в "центре тяжести" положительных зарядов; отрицательный заряд равен суммарному заряду электронов и расположен в "центре тяжести" отрицательных зарядов. С точки зрения молекулярных диполей жидкие и газообразные диэлектрики можно разбить на две группы. У молекул веществ первой группы в отсутствие внешнего поля центры тяжести положительных и отрицательных зарядов совпадают. Собственный дипольный момент такой зарядово-симметричной молекулы равен нулю. Примерами могут служить H_2 , O_2 , N_2 . Такие молекулы называются *неполярными*, а соответствующие диэлектрики – *неполярными диэлектриками*. Молекулы веществ второй группы, например H_2O , CO , HCl , зарядово несимметричны; центры тяжести зарядов разных знаков сдвинуты друг относительно друга. В этом случае молекула имеет собственный дипольный момент P_0 не равный нулю. Такие молекулы называются *полярными*, а соответствующие диэлектрики – *полярными диэлектриками*. Рассмотрим теперь отдельно поляризацию полярных и неполярных диэлектриков во внешнем электростатическом поле.

2. Электронная упругая (деформационная) поляризация диэлектриков

Под действием электростатического поля заряды в неполярной молекуле смещаются друг относительно друга: положительные по направлению поля, отрицательные против поля (фактически смещаются лишь электроны, как более легкие). В результате молекула приобретает дипольный момент, величина которого, как показывает опыт, прямо пропорциональна напряженности макроскопического поля \vec{E}' в той точке, где находится данная молекула.

В системе СИ коэффициент пропорциональности записывают в виде $\beta\epsilon_0$, где ϵ_0 – электрическая постоянная, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, а величина β называется поляризуемостью молекулы. Поскольку направления \vec{P}_m и \vec{E}' совпадают, можно написать

$$\vec{P}_m = \beta\epsilon_0\vec{E}' \quad (1)$$

Таким образом, неполярная молекула ведет себя во внешнем поле как упругий диполь. В качестве величины, характеризующей степень поляризации всего диэлектрика, естественно взять суммарный дипольный момент всех молекул, находящихся в единичном объеме, то есть вектор

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{P}_m}{\Delta V} \quad (2)$$

где в числителе стоит сумма индуцированных дипольных моментов молекул в физически малом объеме ΔV . Вектор \vec{P} называется *вектором поляризации* или *поляризованностью* диэлектрика. Найдем теперь связь вектора поляризации \vec{P} и среднего макроскопического поля \vec{E} . При этом важно отличать поле \vec{E} от поля \vec{E}' , непосредственно действующего на молекулу. Действительно, поле \vec{E} учитывает действие всех зарядов, а поле \vec{E}' создается сторонними зарядами и всеми молекулами *за исключением рассматриваемой*. А так как заряды нашей молекулы находятся в непосредственной близости от рассматриваемой точки, то включение или исключение их дает поправку конечной величины, приводящую к неравенству $\vec{E} \neq \vec{E}'$. К хорошему согласию с экспериментом приводит такая модель, в которой за \vec{E}' принимается поле в пустой сферической полости, “вырезанной” в сплошном поляризованном диэлектрике вокруг нашей молекулы. Напряженность поля в такой полости, окружающей нашу молекулу, больше средней напряженности в сплошном диэлектрике и равна

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (3)$$

Таким образом, индуцированный дипольный момент упругого диполя равняется

$$\vec{P}_m = \beta \epsilon_0 \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right) \quad (4)$$

Если концентрация, то есть число молекул в единице объема диэлектрика, равняется n , то дипольный момент единицы объема

$$\vec{P} = n\vec{P}_m \quad (5)$$

Подставляя в равенство (5) выражение (4), мы получаем уравнение, связывающее поляризацию диэлектрика \vec{P} и напряженность поля в диэлектрике \vec{E} :

$$\vec{P} = \frac{n\beta\epsilon_0}{1 - \frac{n\beta}{3}} \vec{E} \quad (6)$$

Мы видим, что поляризация диэлектрика прямо пропорциональна напряженности поля. Коэффициент пропорциональности зависит от плотности вещества и не зависит от его температуры. Этот коэффициент пропорциональности принято записывать в виде $\chi\epsilon_0$, где χ называется *диэлектрической восприимчивостью* диэлектрика.

Таким образом,

$$\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E}, \quad \chi = \frac{n\beta}{1 - \frac{n\beta}{3}} \quad (7)$$

Практически при вычислении χ формулы (7) используют лишь для жидкостей. В газах малая концентрация n приводит к тому, что численное значение

$$\frac{n\beta}{3} < 1,$$

и в этом случае мы получаем более простую формулу

$$\chi = n\beta, \quad \vec{P} = n\beta\epsilon_0\vec{E}, \quad (8)$$

находящуюся в хорошем согласии с опытом. Интересно отметить что формулу (8) мы получили бы сразу из (1) и (5), полагая $\vec{E} = \vec{E}'$. Таким образом, для газов различие между \vec{E}' и \vec{E} несущественно.

3. Ориентационная поляризация диэлектриков

Рассмотрим жидкое или газообразное вещество, состоящее из молекул, обладающих постоянным дипольным моментом \vec{P}_0 . В отсутствие внешнего поля отдельные диполи ориентированы хаотично, поэтому их суммарный дипольный момент в единице объема $\vec{P} = 0$. При наложении внешнего поля, во-первых, индуцируется добавочный дипольный

момент, что приводит к той же самой электронной поляризации, о которой говорилось в предыдущем пункте; во-вторых, отдельные диполи выстраиваются вдоль линии напряженности, за счет действия на диполь пары сил (см. рис. 2).

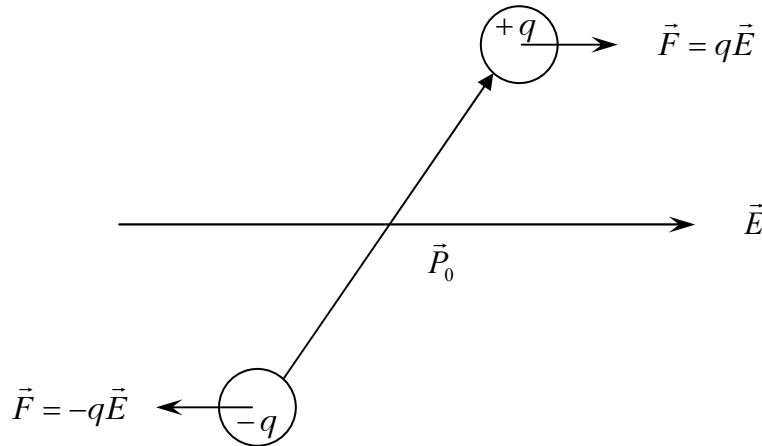


Рис. 2

Участие молекул в тепловом хаотическом движении и столкновениях не позволяет им выстроиться строго вдоль направления \vec{E} . Таким образом, реально проявляется лишь некоторая тенденция к выстраиванию. Тем не менее, эта частичная ориентация дает вклад в суммарный дипольный момент единицы объема, значительно превышающий вклад электронной поляризации. Ориентационная поляризация диэлектрика связана с напряженностью поля \mathbf{E} следующим образом: для жидкостей, с учетом различия \vec{E}' и \vec{E} :

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad \chi = \frac{\frac{np_0^2}{3kT\epsilon_0}}{1 - \frac{np_0^2}{9kT\epsilon_0}} \quad (9)$$

а для газов ($\vec{E} = \vec{E}'$) диэлектрическая восприимчивость

$$\chi = \frac{np_0^2}{3kT\epsilon_0}, \quad (10)$$

здесь k – постоянная Больцмана, T – температура диэлектрика.

Таким образом, поляризация пропорциональна напряженности поля и обратно пропорциональна температуре. Подобная зависимость от температуры объясняется тем, что с ростом температуры усиливается хаотическое движение молекул и нарушается их упорядоченная ориентация.

4. Поляризация твердых диэлектриков

Механизмы поляризации твердых диэлектриков сложнее и разнообразнее по сравнению с жидкостями и газами, хотя и в этом случае иногда удается выделить аналоги

электронной и ориентационной поляризации. Для кристаллических твердых веществ поляризация существенно зависит от конкретного строения кристаллической решетки. При этом нужно еще иметь в виду анизотропию диэлектрической восприимчивости, то есть различную поляризуемость кристалла в различных направлениях.

Опишем один тип смещения зарядов, приводящий к поляризации твердых кристаллических веществ. Кристаллические решетки многих диэлектриков (например, поваренной соли, хлористого цезия) построены из положительных и отрицательных ионов и представляют собой как бы две разноименно заряженные решетки, встроенные одна в другую. При наличии внешнего поля на каждую из двух решеток начинают действовать противоположно направленные силы. Вследствие этого решетки смещаются, и кристалл приобретает дипольный момент. Такой тип поляризации называется *ионной поляризацией*.

Все рассмотренные типы поляризации могут осуществляться одновременно в одном и том же веществе. В этом случае диэлектрическая восприимчивость равна сумме соответствующих диэлектрических восприимчивостей, например, электронной, ориентационной и ионной.

Так как диэлектрическая восприимчивость существенно зависит от внутреннего строения вещества и характеристик его молекул, то теоретический расчет диэлектрической восприимчивости χ использует различные модели внутреннего строения вещества и различные физические представления о взаимоотношении данного вещества и внешнего электростатического поля. Поэтому экспериментальное измерение диэлектрической восприимчивости в различных веществах и сравнение ее с теорией дает большую информацию о строении этих веществ и о правильности наших физических представлений.

5. Расчет электростатического поля в диэлектрической среде

Так как полное поле \vec{E} определяется сторонними и поляризационными зарядами, то теорема Гаусса-Остроградского для вектора \vec{E} должна быть записана так:

$$\oint_S \vec{E}_n dS = \oint_S (\vec{E}^{\text{стор}} + \vec{E}^{\text{пол}})_n dS = \frac{Q^{\text{стор}} + Q^{\text{пол}}}{\epsilon_0}, \quad (11)$$

то есть поток \vec{E} через любую замкнутую поверхность определяется суммой сторонних и поляризационных зарядов, находящихся внутри этой поверхности. Однако при практических расчетах удобно пользоваться векторной величиной, поток которой определяется только сторонними зарядами. Оказывается, таким свойством обладает вектор

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}; \quad (12)$$

\vec{D} называется *электрическим смещением (электрической индукцией)*. Можно доказать,

что поток электрического смещения через любую замкнутую поверхность равен сумме сторонних зарядов, внутри этой поверхности

$$\oint_S D_n dS = Q^{\text{стор}}. \quad (13)$$

В тех случаях, когда $\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}$, т.е. поляризация изотропна и пропорциональна полю, имеем:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}. \quad (14)$$

Тот факт, что поток вектора \vec{D} определяется только сторонними зарядами и поэтому его нормальная составляющая D_n не претерпевает скачка на границах диэлектрика (то есть в местах расположения поверхностных поляризационных зарядов), приводит к тому, что коэффициент $1 + \chi$ в формуле (14) имеет важный физический смысл. Как мы убедимся ниже, во многих практически важных случаях (но далеко не всегда!) $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}^{\text{стор}}$ и поэтому $\vec{E} = \frac{\vec{E}^{\text{стор}}}{1 + \chi}$, т.е. в диэлектрике поле ослабляется в $1 + \chi$ раз по сравнению с полем сторонних зарядов. Итак, $1 + \chi$ является важной характеристикой диэлектрика. Эту характеристику обозначают буквой ε и называют *диэлектрической проницаемостью* данного вещества. Таким образом,

$$1 + \chi = \varepsilon, \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}. \quad (15)$$

Рассмотрим, например, поле сферического заряда радиуса R в диэлектрике и поле плоского конденсатора, заполненного диэлектриком (рис 3).

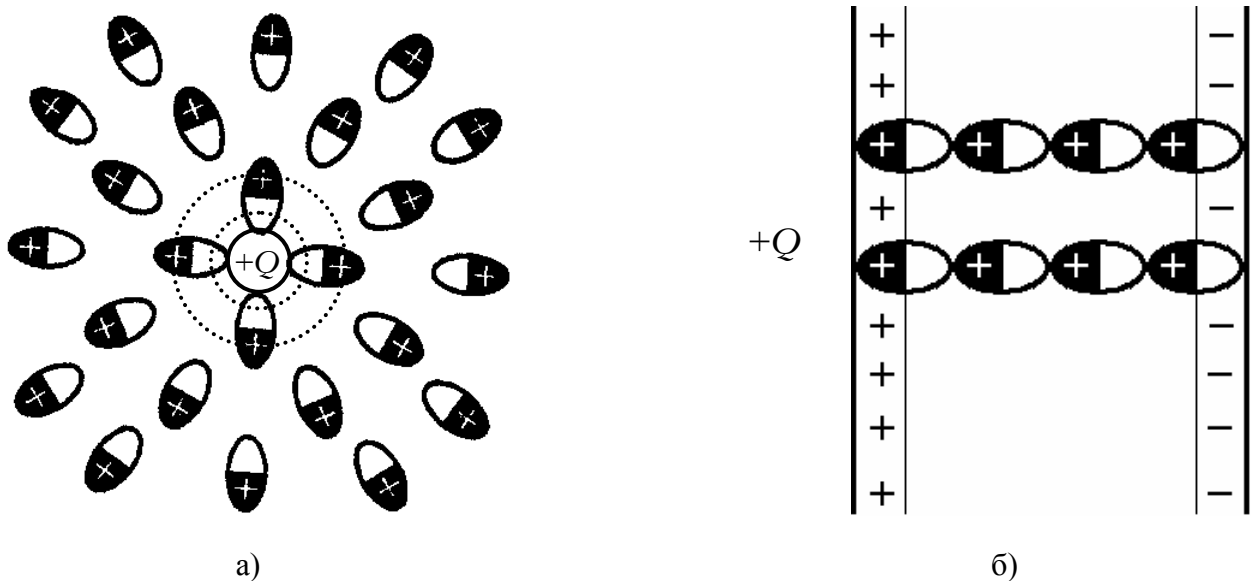


Рис. 3

И в случае “а” и в случае “б” отрицательные связанные заряды молекул среды ориентированы в сторону положительных сторонних зарядов, положительные связанные заряды - в противоположную сторону (см. рис.3).

При этом внутри диэлектрика по-прежнему происходит компенсация положительных и отрицательных связанных зарядов, макроскопические поляризационные заряды не возникают. На границах же диэлектрика заряды одного знака, смещаясь вглубь среды, оставляют в тонком поверхностном слое нескомпенсированный макроскопический поляризационный заряд противоположного знака.

В случае “а” на границе диэлектрика, прилегающий к шару, образуется отрицательно заряженная “шуба”, экранирующая заряд Q . В случае “б” у металлических обкладок конденсатора возникают два плоских противоположно заряженных слоя, причем поле этого поляризационного конденсатора направлено противоположно полю внешнего металлического конденсатора.

Проиллюстрируем теперь полезность применения вектора \vec{D} , вычислив с его помощью напряженность поля в случаях “а” и “б”.

а) Применяя теорему Гаусса-Остроградского (13) к сфере радиуса r , концентрической с зарядом Q , находим:

$$4\pi r^2 D = Q \text{ и, следовательно, } D = \frac{Q}{4\pi r^2}.$$

Далее из формулы (15) имеем

$$E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = \frac{E^{\text{стор}}}{\epsilon}.$$

б) Применяя теорему Гаусса-Остроградского к цилиндру, ось которого перпендикулярна металлическим пластинам, имеем внутри конденсатора $D = \sigma^{\text{стор}}$, где $\sigma^{\text{стор}}$ – поверхностная плотность сторонних зарядов на пластинах конденсатора. Из формулы (15) имеем

$$E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma^{\text{стор}}}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{E^{\text{стор}}}{\epsilon}$$

Отметим, что непосредственный расчет поля E без использования вектора D был бы более сложным.

В рассмотренных случаях поле в диэлектрике в ϵ раз меньше поля сторонних зарядов. Однако не следует думать, что так будет всегда. Все же можно высказать следующее общее правило. Если однородный и изотропный диэлектрик полностью заполняет объем, ограниченный эквипотенциальными поверхностями поля сторонних зарядов, то напряженность поля внутри диэлектрика в ϵ раз меньше, чем напряженность поля сторонних

зарядов. Рассмотренные нами примеры “а” и “б” являются частными иллюстрациями этого правила.

На практике диэлектрическая проницаемость вещества часто определяется по величине емкости конденсатора, заполненного исследуемым диэлектриком. При этом измерение емкости удобнее проводить, накладывая на конденсатор переменное электрическое поле.

Поведение диэлектрика в переменном поле имеет следующие особенности:

1) диэлектрическая проницаемость зависит от частоты электрического поля;
 2) поляризация диэлектрика может не успевать изменяться одновременно со сторонним электрическим полем, что приводит к сдвигу фаз между векторами \vec{D} и \vec{E} , если $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$, то $\vec{D} = \vec{D}_0 \cos(\omega t - \delta)$;

3) периодические сдвиги зарядов в диэлектрике и повороты полярных молекул усиливают тепловое движение; таким образом, часть энергии переменного электрического поля теряется в диэлектрике, превращаясь в тепло. Но в области радиочастот, используемых в данной работе и далеких от собственных частот, характерных для вещества, все перечисленные выше особенности слабо выражены, и ими можно пренебречь.

Приборы и принадлежности, необходимые для выполнения работы

1. *Мультиметр*, работающий в режиме измерения емкости.
2. *Две металлические пластины конденсатора.*
3. *Набор исследуемых диэлектриков.*

Порядок выполнения работы

1. Включить прибор переключателем рода работ.
2. Установить переключателем рода работ предел измерения "2 nF".
3. Переключатель рода работ поставить в положение "C/L".
4. Выходные штекеры прибора надеть на клеммы, имеющиеся на верхней и нижней пластинах конденсатора.

Упражнение 1. Определение диэлектрической проницаемости различных материалов.

1. Поместить исследуемый образец (один из трех дисков) между пластинами конденсатора.
2. Снять показание прибора и результат записать в таблицу 1.

3. Повторить измерение емкости данного диэлектрика еще 4 раза. В каждом последующем измерении диэлектрик убирать и вновь помещать между пластинами конденсатора.

4. Измерить толщину образца штангенциркулем.

5. Выполнить пункты 1 – 4 для остальных диэлектриков, имеющих форму дисков.

Таблица 1

| Образец | Толщина образца $d \pm \Delta d$ | № измерения | C_i | $\bar{C} \pm \Delta C$ | $\bar{\varepsilon} \pm \Delta \varepsilon$ |
|---------|-------------------------------------|-------------|-------|------------------------|--|
| | | 1 | | | |
| | | 2 | | | |
| | | 3 | | | |
| | | 4 | | | |
| | | 5 | | | |
| | | 1 | | | |
| | | 2 | | | |
| | | 3 | | | |
| | | 4 | | | |
| | | 5 | | | |
| | | 1 | | | |
| | | 2 | | | |
| | | 3 | | | |
| | | 4 | | | |
| | | 5 | | | |

Обработка результатов измерений

1. Вычислить средние значения емкости \bar{C} конденсаторов.

2. Вычислить абсолютную погрешность ΔC и результат в виде доверительного интервала $\bar{C} \pm \Delta C$ записать в таблицу 1 (см. "Обработка результатов измерений").

3. Емкость конденсатора, используемого в данной работе равна

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} \quad (16)$$

где электрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, площадь пластины $S = \frac{\pi D^2}{4}$, диаметр

пластин $D = (12,00 \pm 0,05)$ см.

Из (16) получаем формулу для вычисления ε

$$\varepsilon = \frac{4Cd}{\varepsilon_0 \pi D^2} \quad (17)$$

Вычислить диэлектрическую проницаемость для каждого образца по формуле (17).

4. При ε_0 и π , взятых с тремя значащими цифрами, вклад в погрешность ε вносят только погрешности C , D и d . Получить формулу для относительной погрешности косвенного измерения ε . Вычислить относительную погрешность измерений $\delta\varepsilon$, а также абсолютную погрешность $\Delta\varepsilon = \varepsilon \cdot \delta\varepsilon$ для всех трех образцов и результаты в форме $\varepsilon = \bar{\varepsilon} \pm \Delta\varepsilon$ записать в таблицу 1.

Упражнение 2. Проверка закона последовательного соединения конденсаторов по емкости многослойного конденсатора

1. Круглые образцы, изготовленные из различных диэлектриков с проницаемостями ε_1 , ε_2 , ε_3 (рассчитанными в первом упражнении) поместить один над другим между пластинами конденсатора.
2. Измерить 5 раз емкость многослойного конденсатора. Результат записать в таблицу 2.

Таблица 2

| № измерения | C_i | ε_1 | ε_2 | ε_3 | \bar{C} | $C_{\text{теор}}$ | $\delta C \frac{ \bar{C} - C_{\text{теор}} }{\bar{C}}$ |
|-------------|-------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------|-------------------|--|
| 1 | | | | | | | |
| 2 | | | | | | | |
| 3 | | | | | | | |
| 4 | | | | | | | |
| 5 | | | | | | | |

Обработка результатов измерений

1. Вычислить среднее значение \bar{C} емкости многослойного конденсатора.
2. Многослойный конденсатор эквивалентен батарее последовательно соединенных конденсаторов (см. рис.4).

1. Между пластинами конденсатора помещать фигуры различной формы, вырезанные из диэлектриков, проницаемости которых были определены в упражнении 1.

2. В каждом случае измерить 5 раз емкость конденсатора, частично заполненного диэлектриком. Результаты занести в таблицу 3.

Обработка результатов измерений

1. На листе из тетради в клетку обвести контур каждой фигуры и по количеству клеток определить площадь каждой фигуры $S_x^{\text{прям}}$ (прямое измерение). Результаты занести в графу $S_x^{\text{прям}}$ таблицы 3.

2. Конденсатор, частично заполненный диэлектриком, эквивалентен батарее параллельно соединенных конденсаторов с площадями S_x и $(S - S_x)$ соответственно рисунку 5.

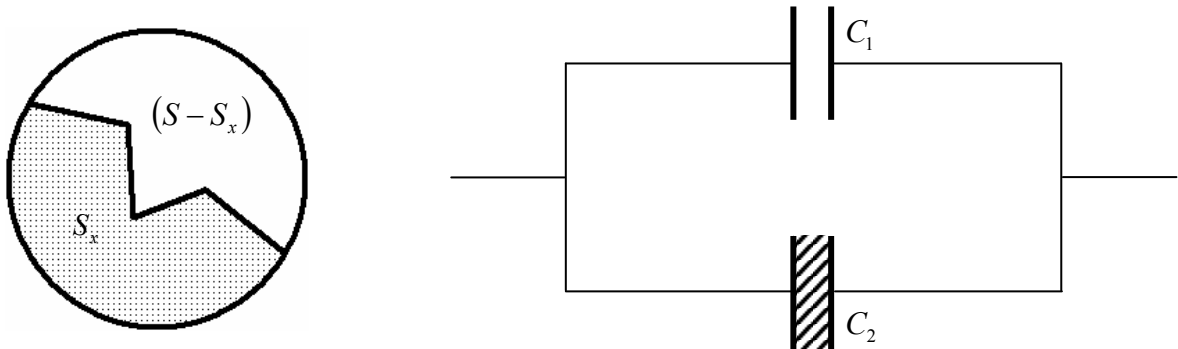


Рис. 5

Используя формулу $C = C_1 + C_2$, где

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0(S - S_x)}{d}, \quad C_2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S_x}{d} \quad (21)$$

легко получить формулу для вычисления неизвестной площади

$$S_x^{\text{косв}} = \frac{C - C_0}{C_0} \cdot \frac{S}{\varepsilon - 1} \quad (22)$$

где $C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$ – емкость воздушного конденсатора той же толщины.

3. Вычислить емкость C_0 и результат занести в таблицу III.

4. По формуле (22) вычислить площадь каждой фигуры и результаты занести в таблицу III.

5. Проверить закон параллельного соединения емкостей, сравнив $S_x^{\text{прям}}$ и $S_x^{\text{косв}}$.

Вычислить:

$$\delta S = \frac{|S_x^{\text{косв}} - S_x^{\text{прям}}|}{S_x^{\text{косв}}} \cdot 100\% \quad (23)$$

Контрольные вопросы

1. Какие заряды называются свободными, связанными, сторонними, поляризационными? Приведите примеры.
2. Расскажите о механизме поляризации полярных диэлектриков. От чего зависит их диэлектрическая восприимчивость?
3. Расскажите о механизме поляризации неполярных диэлектриков.
4. Дайте определение вектора поляризации,
5. Дайте определение вектора электрического смещения. В чем заключается преимущество его использования при расчете полей в диэлектриках?
6. Сформулируйте теорему Гаусса-Остроградского для векторов \vec{E} и \vec{D} в диэлектрике.
7. Каков физический смысл диэлектрической проницаемости ϵ ? Как она зависит от температуры?
8. Получить формулу для емкости плоского конденсатора.
9. Вывести формулу для емкости последовательно соединенных конденсаторов и с ее помощью получить формулу (19).
10. Вывести формулу для емкости параллельно соединенных конденсаторов. Получить формулу (22).

Библиографический список

1. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992>
2. Коробейников, С. М. Электрофизические процессы в газообразных, жидких и твердых диэлектриках. Процессы в жидкостях [Электронный ресурс] : учебное пособие / С. М. Коробейников. - Новосибирск : НГТУ, 2010. - 116 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=228970>
3. Гуртов, В. А. Физика твердого тела для инженеров [Электронный ресурс] : учебное пособие / В. А. Гуртов, Р. Н. Осауленко ; науч. ред. Л. А. Алешина. - 2-е изд., испр. и доп. - М. : Техносфера, 2012. - 560 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=233466>

Лабораторная работа № 2

Тема: Изучение механизмов упругой поляризации в твердых диэлектриках

Цель работы: определить диэлектрическую проницаемость твёрдого диэлектрика (кварца) мостовым методом измерения электрической ёмкости в переменном электрическом поле

Принадлежности: образец твёрдого диэлектрика (кварцевая пластина), комплект измерительных ячеек, измеритель LCR-7821 (или аналоги).

Теоретическое введение

Теория поляризуемости. В полной поляризуемости α можно обычно выделить три части (см. рис. 1):

- 1) *электронную*, обусловленную смещением электронной оболочки атома относительно ядра;
- 2) *ионную*, вызванную смещением заряженных ионов по отно-

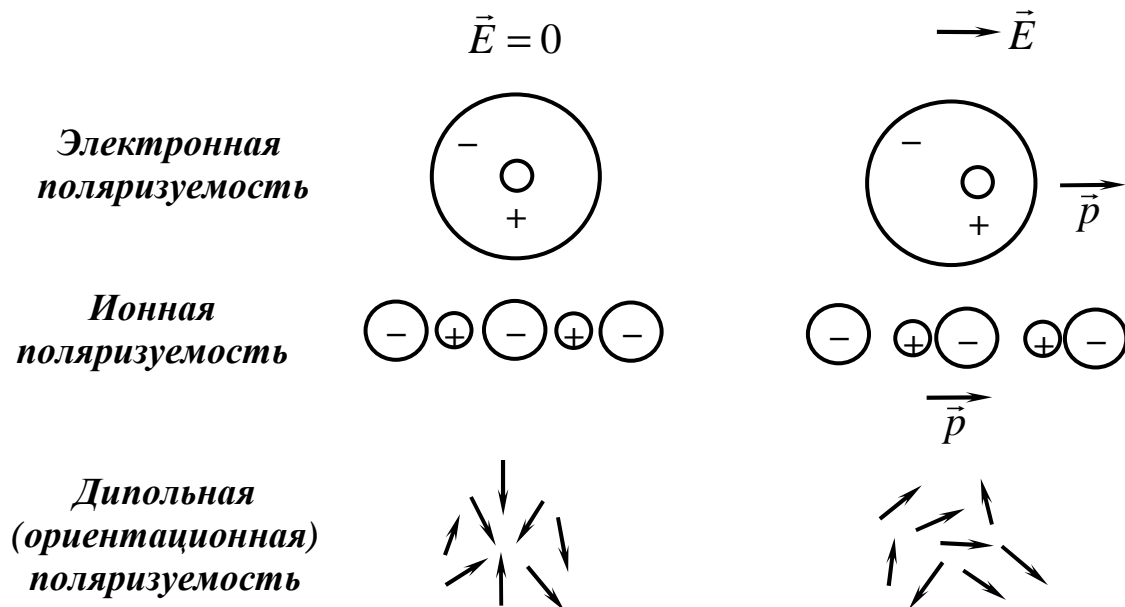


Рис. 1. Схематическое изображение трех основных типов вкладов в поляризуемость. Слева — ситуация в отсутствии внешнего поля \vec{E} , справа — при включении поля \vec{E} ; \vec{p} — вектор дипольного момента.

шению к другим ионам.

3) **дипольную (ориентационную)**, возникающую, когда вещество состоит из молекул, обладающих постоянными электрическими дипольными моментами, которые могут более или менее свободно изменять свою ориентацию во внешнем электрическом поле.

Один из способов экспериментального разделения вкладов различных видов поляризуемости показан на рис. 2.

В области оптических частот диэлектрическая проницаемость обусловлена почти полностью электронной поляризуемостью. Доли ионной и ориентационной поляризуемости при высоких частотах малы из-за инерции молекул и ионов.

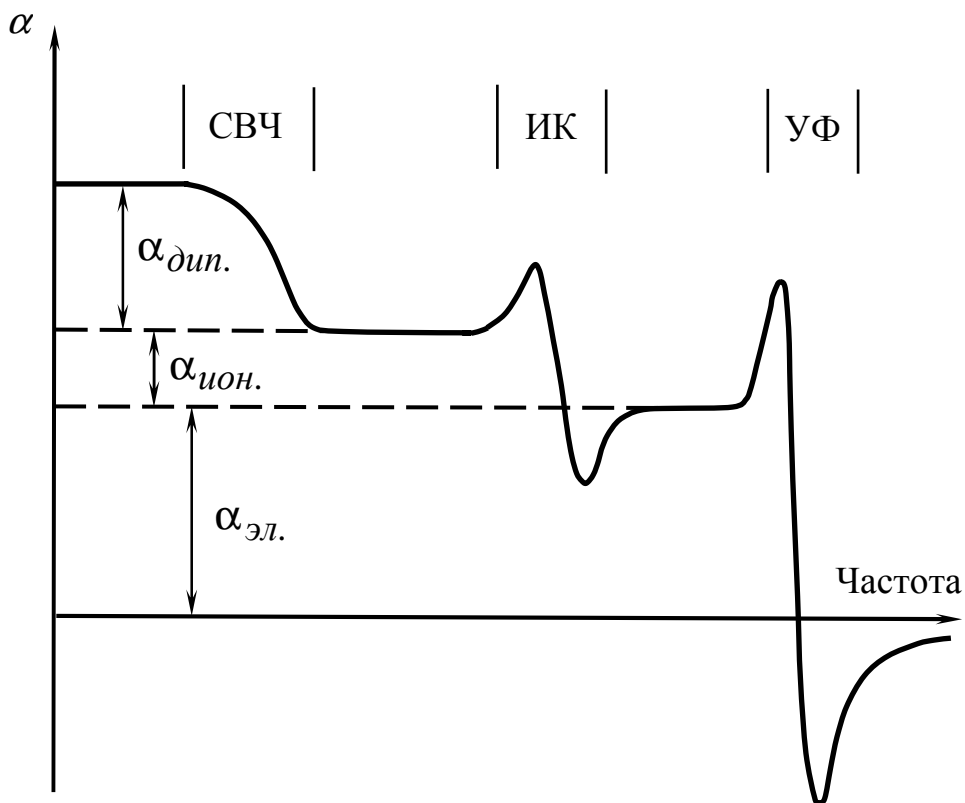


Рис. 2. Вклады различных видов поляризуемости.

Электронная поляризуемость. Электронная упругая поляризация — смещение электронных оболочек атомов или ионов относительно положительно заряженных ядер. Преобладающий вклад в поляризацию дают лишь относительно слабо связанные с ядром элект-

троны, находящиеся на внешних оболочках атомов или ионов, в особенности валентные электроны.

Для электронной упругой поляризации наиболее важными являются следующие две особенности. Во-первых, этот механизм поляризации является наиболее общим, так как деформация электронных оболочек атомов или ионов в электрическом поле происходит во всех без исключения диэлектриках. Во-вторых, это наименее инерционный поляризационный механизм, поскольку масса электронов намного меньше, чем масса других частиц, участвующих в поляризации. Время установления процессов электронной упругой поляризации составляет величину $10^{-17} - 10^{-16}$ с. Для электронной поляризации справедливо следующее соотношение, являющееся следствием теории Максвелла:

$$\epsilon_{эл.} = n^2, \quad (1)$$

где n – показатель преломления среды.

Пусть локальное поле, действующее на интересующий нас ион, является периодической функцией времени:

$$E^{лок.} = Re(E_0 e^{-i\omega t}). \quad (2)$$

В простейшей классической теории атомной поляризуемости принимается, что ион состоит из электронной оболочки с зарядом $Z_i e$ и массой $Z_i m$ соединенной с тяжелой, неподвижной и недеформируемой ионной сердцевиной с помощью гармонической «пружинки» с жесткостью $K = Z_i m \omega_0^2$ (рис. 3). Если смещение оболочки от ее равновесного положения описывается функцией:

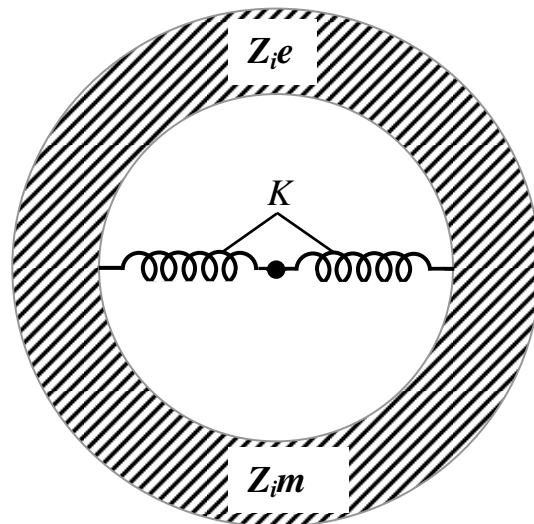


Рис. 3. Классическая модель, используемая при расчете электронной поляризуемости.

$$\vec{r} = \text{Re}(\vec{r}_0 e^{-i\omega t}), \quad (3)$$

то из уравнения движения оболочки:

$$Z_i m \ddot{\vec{r}} = -K\vec{r} - Z_i e E^{\text{ЛОК}}. \quad (4)$$

Получаем:

$$\vec{r}_0 = -\frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5)$$

Поскольку наведенный дипольный момент равен $\vec{p} = -Z_i e \vec{r}$, имеем

$$\vec{p} = \text{Re}(\vec{p}_0 e^{-i\omega t}), \quad (6)$$

где

$$\vec{p}_0 = \frac{Z_i e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E}_0, \quad (7)$$

Определяя зависящую от частоты электронную поляризуемость соотношением:

$$\vec{p}_0 = \alpha_{\text{эл.}}(\omega) \vec{E}_0, \quad (8)$$

находим

$$\alpha_{\text{эл.}}(\omega) = \frac{Z_i e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (9)$$

Важный вывод заключается в том, что, когда частота ω мала по сравнению с ω_0 , поляризуемость не зависит от частоты и равна своему статическому значению (см. рис. 2):

$$\alpha_{\text{эл.}} = \frac{Z_i e^2}{m\omega_0^2}. \quad (10)$$

В оптической области частотная зависимость электронной поляризуемости (дисперсия) довольно слабая для большинства прозрачных материалов и не будет проявляться вплоть до частот ультрафиолетового диапазона (см. рис. 2), подобный вывод подтверждается и более точными квантовомеханическими расчетами величины α .

Ионная поляризуемость. В ионных кристаллах помимо электронной поляризуемости, возникающей за счет деформации электронных оболочек в электрическом поле, необходимо учитывать также дипольный момент, обусловленный смещением заряженных ионов под действием поля. Вначале мы будем пренебрегать электронной поляризацией (*приближение жестких ионов*).

Чтобы упростить анализ, будем также рассматривать лишь кристаллы с двумя ионами в примитивной ячейке, имеющими заряды e и $-e$. Если ионы недеформируемы, дипольный момент примитивной ячейки есть

$$\vec{p} = e\vec{w}, \quad \vec{w} = \vec{u}^+ - \vec{u}^-, \quad (11)$$

где \vec{u}^\pm – смещение положительного или отрицательного иона из положения равновесия.

Чтобы определить $\vec{w}(\vec{r})$, заметим, в отсутствии электрического поля между ионами действуют кулоновские силы притяжения и отталкивания электронных оболочек. Одновременное воздействие этих сил ведет к тому, что суммарная кривая потенциальной энергии имеет минимум, характеризующий равновесное положение системы ионов. При наложении электрического поля ионы начнут смещаться из положения равновесия и возникнет возвращающая упругая сила, действующая на ион в точке \vec{r} , которая зависит лишь от смещений ионов в окрестности точки \vec{r} . Поскольку мы рассматриваем лишь возмущения, которые по атомным масштабам плавно меняются в пространстве, все ионы с одним знаком заряда в окрестности точки \vec{r} движутся как единое целое и имеют одинаковые смещения $\vec{u}^+(\vec{r})$ или $\vec{u}^-(\vec{r})$. Поэтому возвращающая сила пропорциональна относительному смещению $\vec{w} = \vec{u}^+(\vec{r}) - \vec{u}^-(\vec{r})$ двух противоположно заряженных подрешеток вблизи точки \vec{r} (катионной и анионной, вставленных одна в

другую и образующие простейший ионный кристалл (например, NaCl)).

В общем случае коэффициент пропорциональности является тензором, но в кристаллах с кубической симметрией, рассмотрением которых мы ограничимся, он сводится к численной постоянной.

Следовательно, если деформация кристалла характеризуется плавным по микроскопическим масштабам изменением в пространстве, то смещения положительных и отрицательных ионов удовлетворяют уравнениям вида

$$\begin{aligned} M_+ \ddot{u}^+ &= -k(\bar{u}^+ - \bar{u}^-) + e\vec{E}^{лок.}, \\ M_+ \ddot{u}^- &= -k(\bar{u}^+ - \bar{u}^-) + e\vec{E}^{лок.}, \end{aligned} \quad (12)$$

которые можно записать также как

$$\ddot{\bar{w}} = \frac{e}{M} \vec{E}^{лок.} - \frac{k}{M} \bar{w}, \quad (13)$$

где M – приведенная ионная масса: $M^{-1} = (M_+)^{-1} + (M_-)^{-1}$. Полагая, что $\vec{E}^{лок.}$ представляет собой переменное поле вида (1), находим

$$\bar{w} = Re(\bar{w}_0 e^{-i\omega t}), \quad \bar{w}_0 = \frac{e\vec{E}_0 / M}{\bar{\omega}^2 - \omega^2}, \quad (14)$$

где

$$\bar{\omega}^2 = \frac{k}{M}. \quad (15)$$

Следовательно, наведенный дипольный момент равен $\bar{p} = e\bar{w}$, тогда

по (6) $\bar{p} = Re(\bar{p}_0 e^{-i\omega t})$, где $\bar{p}_0 = \frac{e^2}{M(\bar{\omega}^2 - \omega^2)} \vec{E}_0$, определяя аналогично

(8) ионную поляризуемость $\bar{p}_0 = \alpha_{ион.}(\omega) \vec{E}_0$, получим

$$\alpha_{ион.}(\omega) = \frac{e^2}{M(\bar{\omega}^2 - \omega^2)}. \quad (16)$$

Заметим, что ионная поляризуемость (16) имеет ту же форму, что и атомная поляризуемость (9). Однако резонансная частота $\bar{\omega}$ представляет собой теперь характерную частоту колебаний решетки $\bar{\omega} \approx \omega_D$, поэтому она может быть в $10^2 - 10^3$ раз меньше “электронной” частоты ω_0 , следовательно, ионная поляризуемость в отличие от электронной поляризуемости характеризуется существенной зависимостью от частоты в инфракрасном и оптическом диапазонах (см. рис. 2).

Нужно заметить, что, поскольку ионная масса M примерно в 10^4 раз больше массы электрона m , в статическом случае ($\omega=0$) электронная поляризуемость и ионная поляризуемость вполне могут оказаться близкими друг другу. Это означает, что использованная нами модель жестких ионов не применима и результат (16) необходимо исправить, учитывая также электронную поляризуемость ионов. Проще всего было бы сложить вклады двух типов в поляризуемость:

$$\alpha = \left(\alpha_{эл.}^+ + \alpha_{эл.}^- \right) + \alpha_{дин.}, \quad (17)$$

где $\alpha_{эл.}^+$ и $\alpha_{эл.}^-$ – электронные поляризуемости положительных и отрицательных ионов. Такой подход в действительности совершенно не обоснован, поскольку первое слагаемое в (17) было рассчитано в предположении, что все ионы являются неподвижными, но поляризуемыми, а второе рассчитывалось для ионов, которые способны смещаться, но не деформируются.

Для расчета отклика на локальное поле для ионов, которые способны не только смещаться, но и деформироваться существуют теории, которые носят название *модели деформируемых ионов*. Обычно они приводят к результатам, которые в численном отношении значительно отличаются от предсказываемых формулой (17), но дают тем не менее близкую качественную картину. Поэтому мы займемся сейчас обсуждением выводов, вытекающих из формулы (17), а позднее покажем, как они видоизменяются в более реалистической модели.

В сочетании с соотношениями Клаузиуса – Моссотти:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi\alpha}{3v_c},$$

приближенная формула (17) приводит к следующему выражению для диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ ионного кристалла:

В частности, *статическая диэлектрическая* ε_0 проницаемость определяется выражением

$$\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2} = \frac{4\pi}{3v_c} \left[\left(\alpha_{\text{эл.}}^+ + \alpha_{\text{эл.}}^- \right) + \frac{e^2}{M\bar{\omega}^2} \right] \quad (\omega \ll \bar{\omega}), \quad (18)$$

а при высоких частотах (случай частоты, значительно превышающей частоту колебаний решетки, но малой по сравнению с частотами электронных возбуждений (*частота видимого света* обычно удовлетворяет такому условию)) *диэлектрическая проницаемость* ε_∞ удовлетворяет соотношению

$$\frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} = \frac{4\pi}{3v_c} \left(\alpha_{\text{эл.}}^+ + \alpha_{\text{эл.}}^- \right) \quad (\bar{\omega} \ll \omega \ll \omega_0), \quad (19)$$

Удобно выразить $\varepsilon(\omega)$ через ε_0 и ε_∞ поскольку эти два предельных значения допускают простое экспериментальное определение: ε_0 есть статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, а ε_∞ — диэлектрическая проницаемость на оптических частотах и связана поэтому с показателем преломления n соотношением $n^2 = \varepsilon_\infty$. Справедливы уравнения

$$\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2} = \frac{4\pi}{3v_c} \left[\left(\alpha_{\text{эл.}}^+ + \alpha_{\text{эл.}}^- \right) + \frac{e^2}{M(\bar{\omega}^2 - \omega^2)} \right] = \quad (20)$$

$$= \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2} = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} + \frac{1}{(1 - \omega^2 / \bar{\omega}^2)} \left(\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2} - \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2} \right). \quad (21)$$

которое можно разрешить относительно $\varepsilon(\omega)$:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_\infty - \varepsilon_0}{(\omega^2 / \omega_T^2) - 1}, \quad (22)$$

где

$$\omega_T^2 = \bar{\omega}^2 \left(\frac{\epsilon_\infty + 2}{\epsilon_0 + 2} \right) = \bar{\omega}^2 \left(1 - \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + 2} \right). \quad (23)$$

Ориентационная поляризуемость. Статическая диэлектрическая проницаемость воды при комнатной температуре равна 81, а при оптических частотах – всего лишь 1,77. Это различие связано главным образом с ориентационной поляризацией, которая, будучи эффективной при низких частотах, становится значительно менее существенной для частот, превышающих 10^{10} Гц.

Тенденции постоянных дипольных моментов ориентироваться вдоль направления электрического поля противостоит тепловое движение. Потенциальная энергия U молекулы с постоянным моментом p в поле E есть

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E} = -pE \cos \theta, \quad (24)$$

где θ — угол между вектором момента и направлением поля.

Величина поляризации P определяется в этом случае соотношением

$$P = np \langle \cos \theta \rangle, \quad (25)$$

где N — концентрация (число молекул в единице объема), $\langle \cos \theta \rangle$ — среднее значение $\cos \theta$, взятое по пространственному распределению дипольных моментов в состоянии теплового равновесия.

Согласно закону распределения Больцмана относительная вероятность того, что момент молекулы расположен в элементе телесного угла $d\Omega$, пропорциональна $\exp(-U/k_B T)$, и поэтому

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int e^{-\frac{U}{k_B T}} \cos \theta d\Omega}{\int e^{-\frac{U}{k_B T}} d\Omega}. \quad (26)$$

Интегрирование в (26) должно быть выполнено по полному телесному углу, т. е. по всем значениям азимутального угла ϕ , что сразу дает 2π , и по всем значениям θ ($d\Omega = 2\pi \cdot \sin \theta d\theta$):

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^\pi \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot e^{\frac{pE \cdot \cos \theta}{k_B T}} d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{\frac{\mu_0 E \cdot \cos \theta}{k_B T}} d\theta}. \quad (27)$$

С точки зрения экспериментатора наиболее важен случай, когда $pE \ll k_B T$, тогда приближенно

$$e^\alpha \approx 1 + \alpha; \quad \alpha \ll 1, \quad (28)$$

$$d(\cos \theta) = -\sin \theta d\theta, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta \rangle &= \frac{\int_{-1}^{+1} \cos \theta \left(1 + \frac{pE \cos \theta}{k_B T} \right) \cdot d(\cos \theta)}{\int_{-1}^{+1} \left(1 + \frac{pE \cdot \cos \theta}{k_B T} \right) \cdot d(\cos \theta)} = \frac{\int_{-1}^{+1} \left(x + \frac{pE}{k_B T} x^2 \right) dx}{\int_{-1}^{+1} \left(1 + \frac{pE}{k_B T} x \right) dx} = \\ &= \frac{\left(\frac{x^2}{2} + \frac{1}{3} \cdot \frac{pE}{k_B T} x^3 \right) \Big|_{-1}^{+1}}{\left(x + \frac{pE}{2k_B T} x^2 \right) \Big|_{-1}^{+1}} = \frac{0 + \frac{2}{3} \cdot \frac{pE}{k_B T}}{2 + 0} = \frac{pE}{3k_B T}, \quad (30) \end{aligned}$$

а поляризация

$$P = np \langle \cos \theta \rangle = \frac{np^2 E}{3k_B T}. \quad (31)$$

Таким образом, ориентационная поляризуемость (т. е. средняя поляризация, приходящаяся на одну молекулу)

$$\alpha_{dip.} = \frac{p^2 E}{3k_B T}. \quad (32)$$

При комнатной температуре ориентационная поляризуемость $\alpha_{dip.}$ того же порядка величины, что и электронная поляризуемость $\alpha_{эл.}$.

Практически дипольный момент p можно определить, построив график зависимости экспериментальных значений α или отношения $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)$ в (32) от обратной температуры $1/T$. Тангенс угла наклона прямых просто связан с величиной p .

Ориентация диполей в твердых телах. Способность молекулы изменять свою ориентацию в твердом теле сильно зависит от формы молекулы и сил взаимодействия с окружающими ее атомами (ее окружением). Чем ближе форма молекулы к сферической и чем меньше ее дипольный момент, тем легче и быстрее молекула может изменить свою ориентацию при изменении направления или величины электрического поля. Например, метан (CH_4) имеет симметричные неполярные молекулы, которые могут легко и свободно вращаться в твердом состоянии. Достаточно легко вращаются также молекулы водорода (H_2) в твердом водороде. Менее симметричные молекулы, такие как HCl или H_2O , имеют в твердой фазе несколько устойчивых ориентаций и сравнительно медленно переходят от одной устойчивой ориентации к другой. Среднее время такого перехода называют *временем релаксации*.

Методика лабораторного эксперимента. Для определения диэлектрической проницаемости твердого диэлектрика (кварца) используется косвенный метод определения электрической ёмкости плоского конденсатора с диэлектрической пластиной из данного материала. При данных формах и размерах образца ёмкость конденсатора C прямо пропорциональна диэлектрической проницаемости ϵ . Поэтому:

$$\epsilon = \frac{C}{C_0},$$

где C_0 – ёмкость конденсатора в котором диэлектриком служит вакуум.

В случае плоского образца получим:

$$\varepsilon = C \frac{d}{\varepsilon_0 S}, \quad (32)$$

где d – толщина диэлектрика, S – площадь электрода.

Формула (32) справедлива для случая, когда толщина диэлектрика d невелика по сравнению с размером (диаметром) электрода D , т.е. когда электрическое поле можно считать постоянным. Если толщина образца более 5% от D , а толщина электрода b сравнима с толщиной диэлектрика, то необходимо учитывать поправку на краевую ёмкость $C_{кр}$ (неоднородность электрического поля на краях электродов):

$$C = C_{изм} - C_{кр} \quad (33)$$

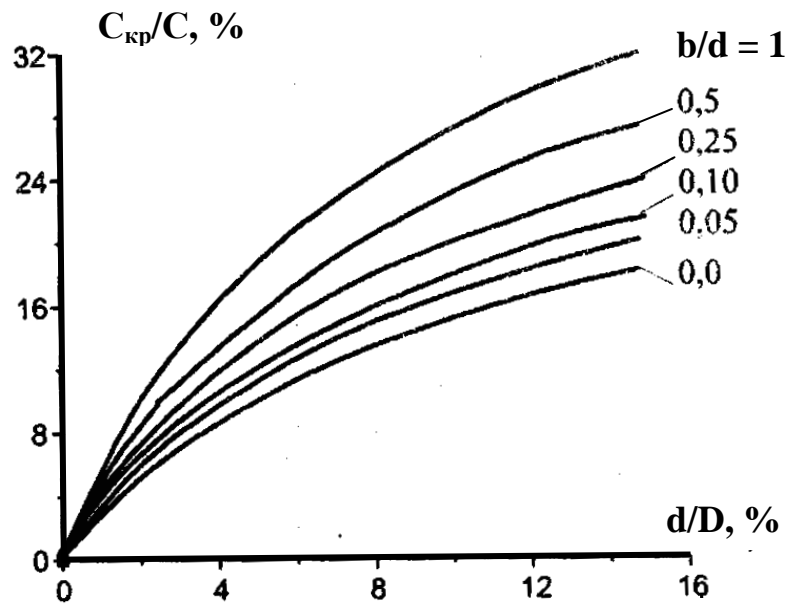


Рис. 4. Зависимость $C_{кр}/C$ от d/D и b/d .

Величину $C_{кр}$ определяют по рисунку 4. Наличие воздушного зазора в месте контакта диэлектрика и электрода приводит к ошибке в определении ε . Наименьшая ошибка возникает, когда размер диэлектрика равен размеру электродов, т.е. края образца и электродов совпадают.

Описание установки

Для измерения электроёмкости системы используется универсальный измерительный мост Е7–10 (или аналоги). Мост позволяет измерять электрическую ёмкость (до 0,01 пФ) и проводимость (до 0,1 нСм) измерительной ячейки при переменном напряжении 4,3 В на частоте 1 кГц. При измерениях ёмкости производится одновременное уравнивание моста и по электрической ёмкости, и по проводимости. Схема установки представлена на рисунке 5. Тестирование электронной схемы установки по измерению ёмкости производится по эталонной ёмкости. При измерениях ёмкости для исключения

влияния на измерение ёмкости соединительных проводов и окружения измерительная ячейка располагается на отдельном столе, а щупы

подключаются непосредственно к выводам ячейки 3 (рис. 6). Измерительная ячейка включает: 1 – образец; 2 – электроды; 3 – соединительные клеммы электродов крышка; 4 – нажимная изоляционная пластина с посадочным местом для электрода, 5 – корпус с винтами

крепления; 6 – поджимной винт с микрометрической резьбой. Для уменьшения ошибок на воздушный зазор между электродами и поверхностью образца поверхности электродов 2 имеют отполированную до качества 20 нм поверхность.

ПРИМЕЧАНИЕ:

1. Перед измерениями необходимо изучить инструкцию по работе с измерителем LCR-7821 (или аналогами) при измерениях ёмкости. И провести проверку работы прибора на эталонных ёмкостях.

2. Для предотвращения повреждения отполированных поверхностей электродов ре-

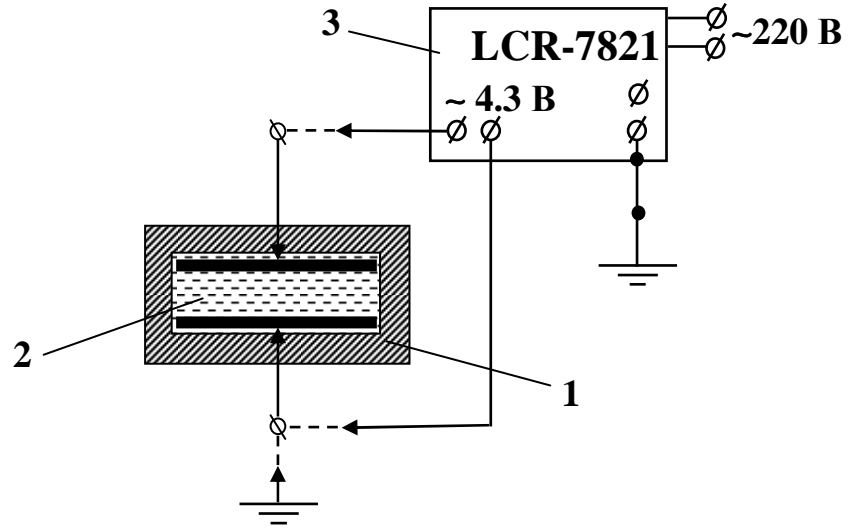


Рис. 5. Электрическая схема установки: 1 – измерительная ячейка, 2 – образец, 3 – универсальный мост.

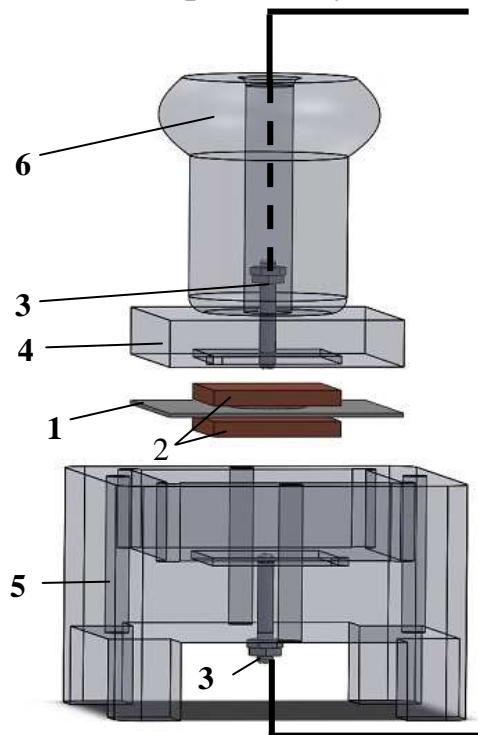


Рис. 6. – Измерительная ячейка.

комендуется избегать их контакта с твёрдыми поверхностями, а так же загрязнений.

3. Измерительный мост должен быть заземлён.

Порядок выполнения работы

1. Собрать измерительную ячейку в последовательности рисунка 6. Поджимной винт 6, при закреплении пластины 4 в корпусе 5, должен быть отпущен. После закрепления, винт 6 вручную закручивают до незначительного сопротивления, когда клеммы 3 придут в хороший контакт с электродами 2.

2. Подключить измерительную ячейку к мосту по схеме рисунка 5.

3. Согласно инструкции по пользованию мостом включить мост в сеть и переключить режимы измерения моста на измерение ёмкости. Включив мост, дать ему прогреться в течении 15 минут.

4. Изменяя значения декад (на ручках) моста, согласно инструкции, уравновесить мост по ёмкости и проводимости. Отсчитать показания ёмкости по значениям декад.

3. Используя формулы (32) и (33) рассчитать диэлектрическую проницаемость образца. Сделать оценку погрешности.

4. Измерить показатель преломления образца n с помощью микроскопа, по методу измерения кажущейся толщины образца d' и истинной d :

$$n = \frac{d}{d'}$$

5. Определите диэлектрическую проницаемость $\epsilon = n^2$.

6. Сравните значения ϵ , полученные в пунктах 3 и 5, и сделать вывод о роли электронной поляризации в исследуемом образце.

Контрольные вопросы

1. Понятие электрического диполя. Расчёт потенциала и напряжённости электрического поля диполя в полярной системе координат.
2. Общее выражение для напряжённости электрического поля в векторном виде.
3. Объясните особенности электронной упругой поляризации.
4. Особенности ионной поляризации.

5. Расчёт механического момента и потенциальной энергии диполя в однородном электрическом поле.
6. Расчёт сил действующих на диполь в неоднородном симметричном электрическом поле.
7. Расчёт электрического поля для системы зарядов. Монополь, квадруполь, октуполь и мультиполя n-го порядка.
8. Ориентационная поляризуемость в газах, жидкостях и твёрдых телах.
9. Объясните различия между статической диэлектрической проницаемостью ϵ_0 и диэлектрической проницаемостью ϵ_∞ при высоких частотах.
10. Расскажите методику определения диэлектрической проницаемости по измерению ёмкости мостовым методом ёмкости.

Библиографический список

1. Поплавко, Ю. М. Физика активных диэлектриков [Электронный ресурс] : учебное пособие / Ю. М. Поплавко, Л. П. Переверзева, И. П. Раевский ; Федеральное агентство по образованию Российской Федерации, Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" ; под ред. В. П. Сахненко. - Ростов-н/Д : Издательство Южного федерального университета, 2009. - 480 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=240943>
2. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992>
3. Коробейников, С. М. Электрофизические процессы в газообразных, жидких и твердых диэлектриках. Процессы в жидкостях [Электронный ресурс] : учебное пособие / С. М. Коробейников. - Новосибирск : НГТУ, 2010. - 116 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=228970>
4. Гуртов, В. А. Физика твердого тела для инженеров [Электронный ресурс] : учебное пособие / В. А. Гуртов, Р. Н. Осауленко ; науч. ред.

Л. А. Алешина. - 2-е изд., испр. и доп. - М. : Техносфера, 2012. - 560 с.
- Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=233466>

Лабораторная работа № 3

Тема: Определение постоянной Верде в оптически активном диэлектрике

Цель работы: экспериментально исследовать закономерности эффекта вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея) и освоить способ определения постоянной Верде с помощью параметра Коши.

Оборудование: Лабораторная установка "Эффект Фарадея" в составе: источник питания, лазер красный (650нм), лазер зеленый (532нм), катушки, полюсные наконечники магнитопровода, поляризатор и анализатор, образец из флингласа.

Теоретическое введение

Сущность эффекта, открытого Фарадеем в 1846 г., состоит в том, что линейно поляризованный луч света, прошедший через оптически неактивное прозрачное вещество, изменяет плоскость поляризации, если вещество помещено в магнитное поле, направленное вдоль луча. Значение открытого явления было велико, так как оно впервые обнаруживало связь между оптическими и электромагнитными процессами («Мне удалось намагнитить и наэлектризовать луч света ...» – М. Фарадей). Получается, что магнитное поле изменяет свойства вещества, сообщая ему способность вращать плоскость поляризации.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве источника света L служит лазер (зеленый 532 nm, красный 650 nm) Далее поляризатор N_1 формирует линейно поляризованный луч (см. направление колебаний вектора \vec{E}_1), который направляется в отверстие в магните (электромагните) $ЭМ$, ось которого совпадает с направлением силовых линий магнитного поля. Специальной формы наконечники электромагнита создают в области нахождения исследуемого вещества K (твёрдого тела, жидкости, газа) магнитное поле. При включении маг-

нитного поля наблюдается поворот плоскости поляризации света на угол φ (см. направление колебаний вектора \vec{E}_2), который определяется обычными методами. Анализатор N_2 позволяет определить угол

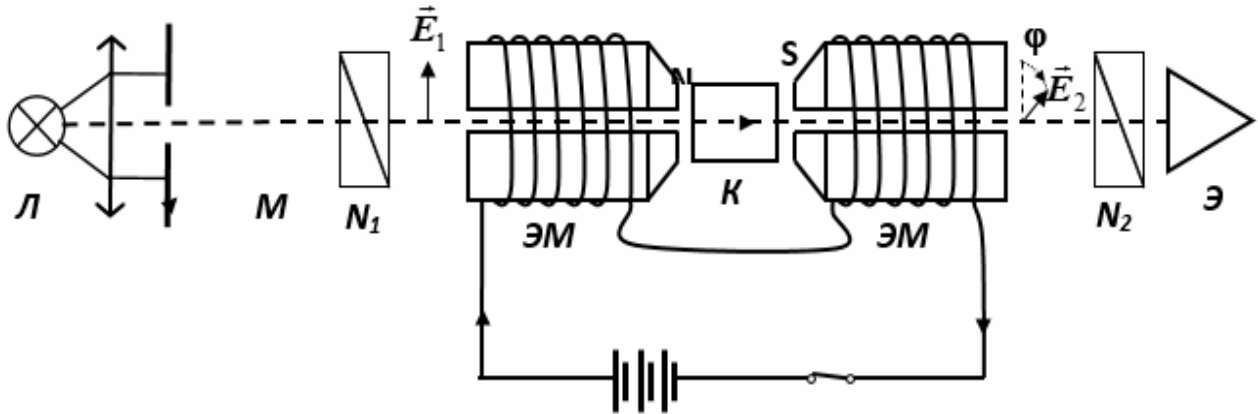


Рис. 1 – схема установки по демонстрации эффекта Фарадея

поворота плоскости поляризации с высокой точностью (до $\sim 0,001^{\circ}$). Регистрацию прошедшего излучения осуществляют визуально.

Количественные законы явления установленные Фарадеем были уточнены и обобщены Верде в 1854 г.: *угол вращения поворота плоскости поляризации φ пропорционален длине пути света в веществе l и напряжённости магнитного поля H (уравнение Верде):*

$$\varphi = V \cdot l \cdot H$$

где $V = V(\lambda, T)$ – постоянная Верде, являющаяся характеристикой вещества и зависит от длины волны λ и температуры T .

При более точном рассмотрении величина угла φ ещё пропорциональна и $\cos \theta$, где θ – угол между направлениями распространения света и вектора напряжённости магнитного поля. В экспериментальных установках θ обычно делают равным нулю.

Магнитным вращением обладают все тела, поэтому эффект Фарадея является общим для любых оптически прозрачных веществ находящихся в магнитном поле. Значения постоянных Верде, как правило, невелики (до сотых долей угловых секунд). Сравнительно

большие значения постоянной Верде имеет сероуглерод (CS_2), тяжёлый флинт, тонкие прозрачные слои ферромагнитных металлов (Fe, Ni, Co). Вращение может быть различным: по правилу принятому в спектрополяриметрии угол φ и вещество считают *положительными*, если вращение плоскости поляризации происходит по часовой стрелке, когда наблюдатель смотрит на источник света и распространение света совпадает с направлением линий магнитного поля, в обратном случае *отрицательными*.

Зависимость магнитного вращения от длины волны приближённо можно задать законом аналогичным закону Био (для удельной постоянной вращения), в котором для постоянной Верде имеем:

$$V = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4}$$

где A и B – постоянные величины характеризующие вещество. **Объяснение эффекта Фарадея** упрощённо можно дать с классических позиций: теории вращения плоскости поляризации (Френеля), электронной теории строения вещества (Лоренца) и электромагнитной теории света (Максвелла). В основе теории Френеля лежит гипотеза, согласно которой скорость распространения света различна для лучей поляризованных по правому и левому кругу. Согласно Френелю плоско-поляризованный свет, с направлением колебаний $A-A$ в данный момент времени t (Рис. 3) можно представить как наложение двух циркулярно-поляризованных волн (поляризованных по кругу), с одинаковыми амплитудами и периодами, но с разным направлением вращения. Так как, например, для волны с правой поляризацией, скорость распространения больше, то на некоторой глубине проникновения l она опередит по фазе волну с левой поляризацией, т. е. её световой вектор повернётся на больший угол ($\alpha_{\text{п}} > \alpha_{\text{л}}$). Плоскость колебаний результирующего вектора \vec{E} (характеризующего линейно поляризованный свет) повернётся при этом на φ (направление колебаний $B-B$). Из рис. 3 имеем:

$$\alpha_{\text{л}} + \varphi = \alpha_{\text{п}} - \varphi,$$

$$\varphi = (\alpha_{\text{п}} - \alpha_{\text{л}})/2.$$

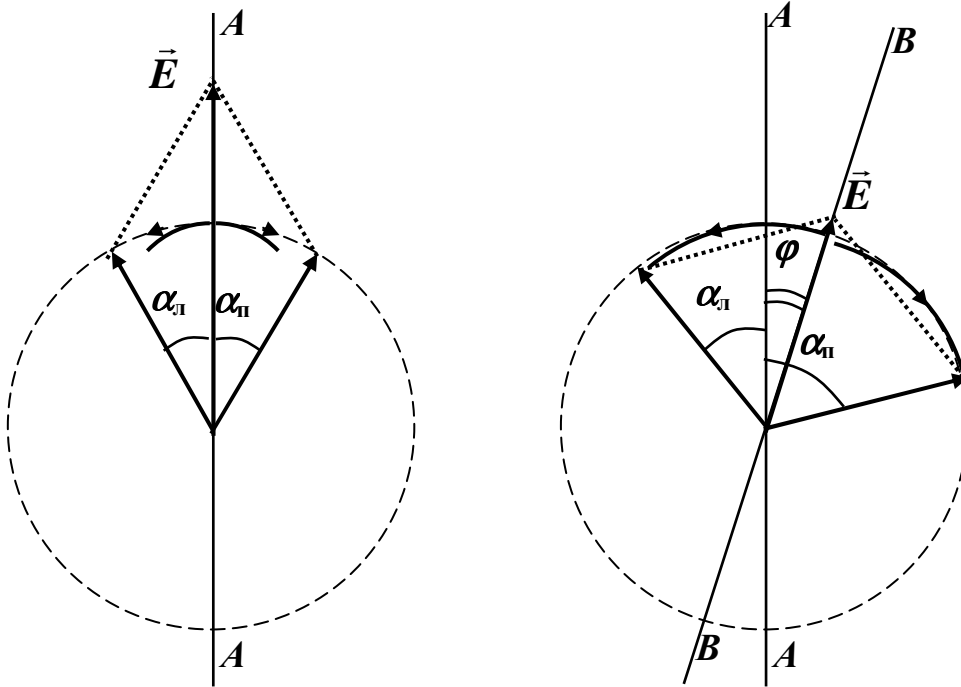


Рис. 3

Учитывая выражения для $\alpha_{\text{п}}$ и $\alpha_{\text{л}}$ на глубине l в момент времени t :

$$\alpha_{\text{п}} = \omega(t - (l/v_{\text{п}})), \quad \alpha_{\text{л}} = \omega(t - (l/v_{\text{л}})),$$

где ω – круговая частота, $v_{\text{п}} = c/n_{\text{п}}$ и $v_{\text{л}} = c/n_{\text{л}}$ – скорости распространения, $n_{\text{п}}$ и $n_{\text{л}}$ – показатели преломления правой и левой волн, для угла поворота плоскости поляризации получим:

$$\varphi = (\alpha_{\text{п}} - \alpha_{\text{л}})/2 = \frac{\omega l}{2c} (n_{\text{л}} - n_{\text{п}}) = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_{\text{л}} - n_{\text{п}}). \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что при $n_{\text{л}} > n_{\text{п}}$ ($v_{\text{п}} > v_{\text{л}}$) плоскость поляризации поворачивается вправо ($\alpha_{\text{п}} > \alpha_{\text{л}}$) и наоборот.

Гипотеза

Френеля о разнице в скоростях (показателях преломления) для лучей с правой и левой поляризацией под-

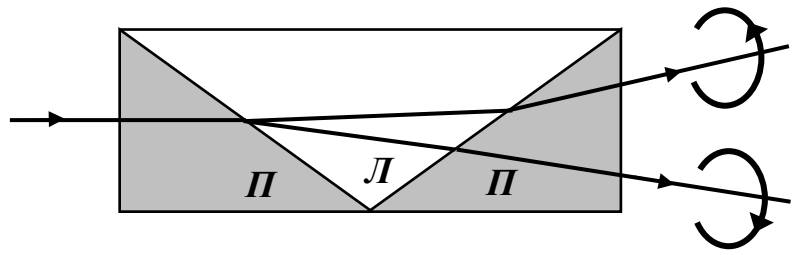


Рис. 4

твердилась в проведённом им опыте. Если направить световой пучок на специально изготовленную сложную призму (Рис. 4), состоящую из двух призм правовращающего кварца Π и одной левовращающего кварца \mathcal{L} (оптические оси кристаллов кварца горизонтальны), то из призмы выйдут разделяясь два световых пучка с правой и левой поляризацией, вследствие того, что для правовращающего кварца $n_{\perp} > n_{\parallel}$, а для левовращающего кварца $n_{\parallel} > n_{\perp}$.

Зависимость показателя преломления света от направления вращения плоскости поляризации объясняют асимметричностью молекул (кристаллов) оптически активных веществ, что легло в основу стереохимии (учения о пространственном распределении атомов в молекуле). Например, атом углерода может вступить в связи с четырьмя атомами или радикалами (X, Y, Z, T) и этом могут образоваться дисимметричные молекулы виде четырёхгранной пирамиды (Рис. 5), являющиеся зеркальным отображением друг друга. молекулы сахара и многих других органических соединений имеют асимметричные атомные группировки, приводящие к разновидностям молекул с одинаковым составом, но разным строением. Для сахара можно насчитать 8 пар правых и левых оптических изомеров. Борном (1915 г.), а позднее Бурсианом и Тиморевой удалось создать теорию общей модели молекулы, в которой истолко-

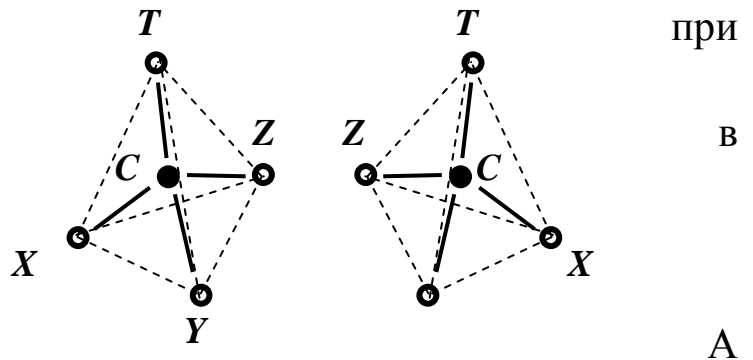


Рис. 5

вывалась молекулярная анизотропия вообще, в том числе и вращение плоскости поляризации, как взаимодействие поля световой волны с индуцируемыми ею дипольным электрическим и магнитным моментами. При этом, оказалось, необходимо учитывать размеры самой молекулы, несмотря на её малость по сравнению со световой длиной волны $d/\lambda \sim 10^{-3}$, так как индуцированные дипольные моменты определяются значениями напряжённостей \vec{E} и \vec{H} не в одной точке, а в области сопоставимыми с размерами самой молекулы. Поэтому вращение плоскости поляризации представляет один из самых тонких методов исследования: даже различие 10^{-6} (что является пределом для интерференционных методов определения разности показателей преломления) между n_{\parallel} и n_{\perp} приводит к легко наблюдаемому вращению. Современные установки позволяют оценить угол поворота с точностью до $\sim 0,001^{\circ}$, что соответствует различию для n_{\parallel} и n_{\perp} порядка 10^{-11} .

До настоящего момента объяснения велись для естественно-оптически активных сред. Объяснение же магнитного вращение плоскости поляризации тесно связано с Лорентцевским объяснением *простого эффекта Зеемана* (1896 г.) – расщеплением спектральных линий атомов находящихся в магнитном поле. Установка по наблюдению эффекта Зеемана представлена на рис. 6. Наблюдение линейчатого спектра атомов источника I ведётся в поперечном (магнитному полю) **а**) и продольном направлении **б**) (части установки анализирующие спектры на рис. 6 не изображены). Некоторая линия с частотой ω без магнитного поля при продольном наблюдении расщепляется на дуплет с частотами $\omega - \Delta\omega$ и $\omega + \Delta\omega$

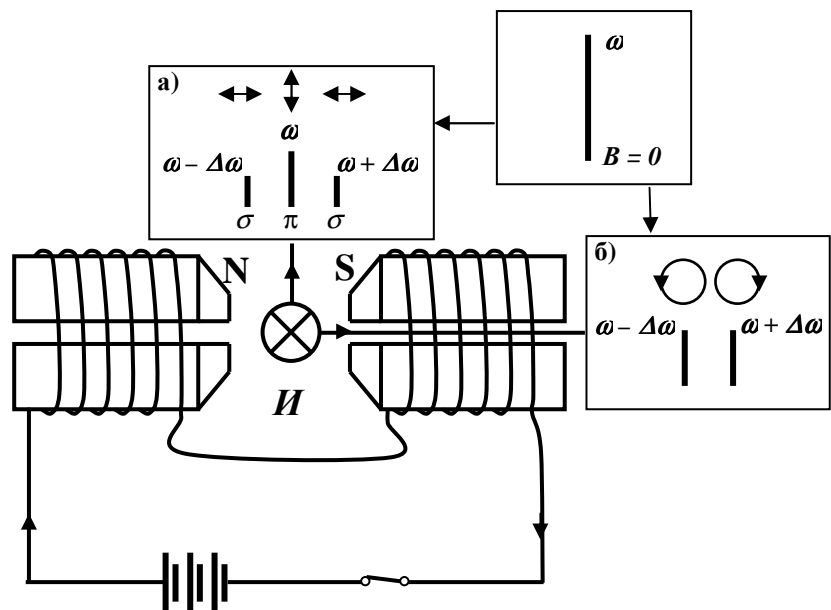


Рис. 6

$\Delta\omega$ (причём первая линия поляризована по левому кругу, а вторая по правому). При поперечном наблюдении появляется триплет с частотами $\omega - \Delta\omega$, ω , $\omega + \Delta\omega$. Крайние линии (σ -компоненты) линейно поляризованы так, что колебания векторов напряжённости электрического поля в них происходят перпендикулярно направлению магнитного поля соленоида, а в центральной

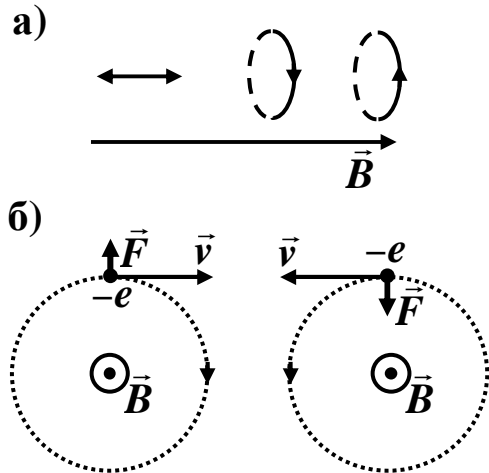


Рис. 7

линии (π -компоненте) – вдоль магнитного поля. Интенсивность σ -компонент в 4 раза, а π -компоненты и поляризованных по кругу в 2 раза меньше интенсивности исходной линии без магнитного поля (на рис. 6 интенсивность отмечена длиной спектральных полос). С позиций эффекта Фарадея нас интересует дуплет. Согласно теории Лорентца оптические свойства атомов вещества определяются движением (колебанием) электронов.

Если атом находится в магнитном поле, то гармоническое колебание электрона можно разложить на гармоническое колебание вдоль направления вектора \vec{B} поля и на правое и левое круговые равномерные движения, происходящие в плоскости перпендикулярной направлению поля (Рис. 7 а). На данные компоненты можно разложить гармонические колебания любого направления.

На электроны в магнитном поле действует сила Лорентца (Рис. 7 б) :

$$\vec{F} = e[\vec{v} \vec{B}] ,$$

где \vec{v} – скорость электрона.

В нашем рассмотрении она действует только на вторую и третью составляющие движения по окружности и равна для них $e\vec{v}\vec{B}$ (для первой составляющей $\sin(\vec{v}, \vec{B}) = 0$). Таким образом, сила Лорентца в одном случае увеличивает центростремительное ускорение, создаваемое квазиупругой силой $k\vec{r}$ (k – коэффициент квазиупругости, \vec{r} –

радиус орбиты электрона) связи электрона с ядром атома, а в другом уменьшает. Второй закон Ньютона для движения электрона по часовой стрелке (правое вращение) и против (см. рис. 7) соответственно имеет вид:

$$m_e a_{\Pi} = kr - ev_{\Pi} B, \quad m_e a_{\text{Л}} = kr + ev_{\text{Л}} B. \quad (4)$$

После замены скоростей движения электронов по правому и левому кругу на выражения $v_{\Pi} = \omega_{\Pi} r$ и $v_{\text{Л}} = \omega_{\text{Л}} r$, а ускорений на

$$a_{\Pi} = \omega_{\Pi}^2 r \quad \text{и} \quad a_{\text{Л}} = \omega_{\text{Л}}^2 r,$$

после элементарных преобразований для (4) получим:

$$\omega_{\Pi}^2 - \frac{e}{m_e} B \omega_{\Pi} - \omega_0^2 = 0,$$

$$\omega_{\text{Л}}^2 + \frac{e}{m_e} B \omega_{\text{Л}} - \omega_0^2 = 0,$$

где $\omega_0^2 = k / m_e$ – циклическая частота колебаний электрона в отсутствие магнитного поля.

Решая полученные приведенные квадратные уравнения, для круговых частот движения электронов в магнитном поле получим:

$$\omega_{\Pi} = -\frac{eB}{2m_e} \pm \sqrt{\left(\frac{eB}{2m_e}\right)^2 + \omega_0^2} = -\frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{eB}{2m_e \omega_0}\right)^2} \approx -\frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0,$$

$$\omega_{\text{Л}} = \frac{eB}{2m_e} \pm \sqrt{\left(\frac{eB}{2m_e}\right)^2 + \omega_0^2} = \frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{eB}{2m_e \omega_0}\right)^2} \approx \frac{eB}{2m_e} \pm \omega_0,$$

где слагаемым $(eB/(2m_e \omega_0))^2 \sim 10^{-5}$ пренебрегаем. С учётом положительности частоты окончательно получим:

$$\omega_{\Pi} = \omega_0 - \frac{eB}{2m_e}, \quad \omega_{\text{Л}} = \omega_0 + \frac{eB}{2m_e} \quad \text{или}$$

$$\omega = \omega_0 \mp \frac{eB}{2m_e} = \omega_0 \mp \Delta\omega. \quad (5)$$

Таким образом, магнитное поле посредством силы Лорентца изменяет частоту вращения электронов – для правого вращения уменьшает, для левого увеличивает. Более точные исследования показывают, что радиус орбиты электрона r при этом не меняется, а значит согласно $v = \omega r$ – изменяется его скорость движения, а, следовательно, его кинетическая энергия. Увеличение или уменьшение кинетической энергии электрона происходит при совершении Работы силами вихревого электрического поля, которое возникает за счёт явления электромагнитной индукции при включении внешнего магнитного поля.

Разное время, которое требуется поляризованному свету для того, чтобы пройти через вещество, можно объяснить с точки зрения изменения частоты, которое испытывает поляризованный свет в магнитном поле, используя для этого простую модель. Свет с поляризацией, вращающейся по часовой стрелке, претерпевает небольшое увеличение частоты f на величину, называемую частотой Лармора:

$$f_L = \frac{e}{4\pi \cdot m_e} \cdot B,$$

где $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ Ас: заряд электрона, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг: масса электрона в состоянии покоя.

Частота света с поляризацией, вращающейся против часовой стрелки, уменьшается на такую же величину, т.е.

$$f_{\pm} = f \pm f_L$$

Эти отличающиеся частоты можно связать с отличающимися показателями преломления материалов. Это означает, что скорости распространения волн в материале также отличаются. На основании этих выводов становится возможным определение поворота плоскости поляризации в оптически активных материалах следующим образом:

$$\varphi = 2\pi \cdot f \cdot (t_+ + t_-) = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot (n(f_+) - n(f_-))$$

Где $d=20$ мм-длина образца

$c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с-скорость света

Поскольку частота Лармора f_L намного меньше f , из этого следует, что:

$$\varphi = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot \frac{dn}{df} \cdot 2f_L = f \cdot \frac{dn}{df} \cdot \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot B \cdot d$$

Угол поворота φ также пропорционален магнитному полю B и длине образца материала d , через который проходит свет:

$$\varphi = V \cdot B \cdot d$$

Коэффициент пропорциональности

$$V = \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot f \cdot \frac{dn}{df} \quad (6)$$

называется постоянной Верде и зависит от рассеяния света в материале, через который он проходит, и от частоты f этого света. В этом опыте проводятся измерения эффекта Фарадея во флинтглассе (F2). Этот особый вид стекла обладает высокой степенью очень равномерного оптического рассеяния. Характер зависимости этой частоты от показателя преломления n с достаточно высокой точностью аппроксимируется формулой Коши.

$$n(f) = a + \frac{b}{c^2} \cdot f^2,$$

где a и b , постоянные зависящие от вещества (постоянная b называется коэффициентом Коши). Для флинтгласса $a = 1.62$, $b = 8920$ нм².

Для повышения точности измерения при небольших углах поворота этот опыт проводится таким образом, что когда магнитное поле

В положительно, поляризация света такова, что анализатор вызывает затемнение проходящего света точно при 0° . Когда магнитное поле становится отрицательным ($-B$) анализатор необходимо повернуть на угол 2φ , чтобы вновь погасить свет.

Это означает, что можно получить коэффициент Коши b для показателя преломления флинтгласа, используемого в опыте, на основании постоянной Верде, если известна длина волны света λ .

$$b = \frac{m_e \cdot c}{ze} \cdot V \cdot \lambda^2 \quad (7)$$

Описание установки

Оптически изотропные, прозрачные, немагнитные материалы становятся оптически активными в магнитном поле. Они поворачивают плоскость поляризации линейно поляризованного света, проходящего сквозь них в направлении магнитного поля, потому что вращающимся по часовой стрелке и против часовой стрелки составляющим света, имеющего круговую поляризацию, требуется разное время, чтобы пройти через материал. Этот эффект известен как эффект Фарадея. В данном опыте эффект Фарадея демонстрируется во флинтгласе. Этот особый вид стекла обладает высокой степенью очень равномерного оптического рассеяния. Характер зависимости этой частоты от показателя преломления n с достаточно высокой точностью аппроксимируется формулой Коши.

В данной работе изучается вращение плоскости поляризации во флинтгласе. Электромагнит состоит из двух катушек каждая по 900 витков. Катушки объединены U-образным сердечником из трансформаторной стали, в вершинах сердечника установлены полюсные наконечники, между которыми закрепляют образец.

Катушки подключены к источнику постоянного тока. Регулировка тока производится с помощью грубой и точной подстройки прибора.

Луч лазера, проходит через поляризатор N_1 (Рис.1) и попадает в отверстие в полюсном наконечнике, пройдя сквозь образец, луч по-

падает на анализатор N_2 , поворотом которого нужно добиться максимального затемнения луча на экране Э.

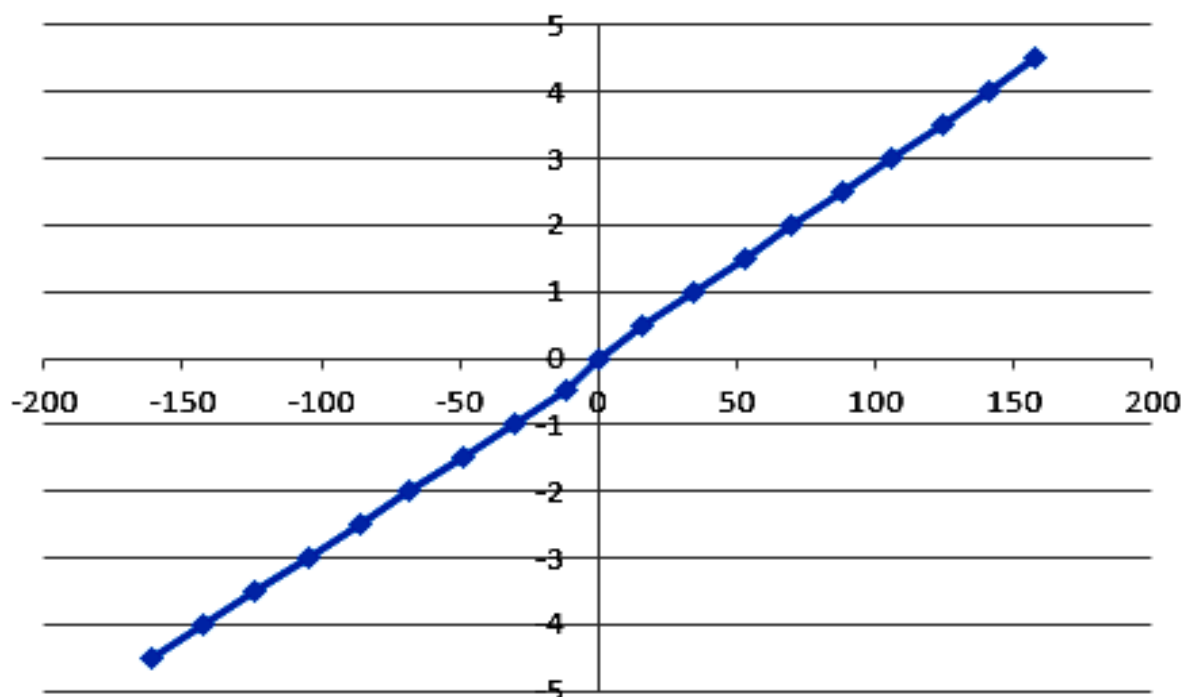


Рисунок 6-Калибровочная характеристика электромагнита

Ход работы

1. Установить элементы установки таким образом, чтобы расстояние от лазера до поляризатора было равно расстоянию от анализатора до экрана.
2. Включить лазер и отъюстировать его с помощью полупрозрачной салфетки
3. Установить анализатор точно в нулевое положение.
4. При помощи поляризатора добиться максимального гашения луча поляризатором.
5. Меняя ток от 0 до 5 А через каждый 1 А определить углы в градусах φ до полного гашения лазерного луча
6. Подождать 10 минут, чтобы катушки остыли и проделать то же самое при смене полярности, определить углы поворота в обратную сторону от 0 градусов
7. Учитывая калибровочный график определить B
8. Определить постоянную Верде по формуле. Определить параметр Коши и сравнить с табличным значением для флингласа.

9. Построить зависимость φ от B
 10. Определить тангенс угла наклона этой кривой.

| | | | | | | | | | | | |
|-----------|----|----|----|----|----|---|---|---|---|---|---|
| I, A | -5 | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| φ | | | | | | | | | | | |

Контрольные вопросы

1. Дайте понятие поляризованного и естественного света. Виды поляризованного света. Способы поляризации.
2. Какие среды называют естественно-активными? Как объясняет изменение направление поляризации теория вращения Френеля?
3. В чём состоит явление Фарадея? Сформулируйте уравнение Верде
4. Объясните работу установки по наблюдению эффекта Фарадея.
5. От чего зависит постоянная Верде? В чём состоит её аддитивность?
6. Как классическая теория объясняет явление Фарадея?
7. В чём заключается нормальный и аномальный эффекты Зеемана и их связь с эффектом Фарадея?
8. Как объясняет эффект Фарадея квантовая механика?
9. Опишите методику определения постоянной Верде в данной работе.

Библиографический список

1. Поплавко, Ю. М. Физика активных диэлектриков [Электронный ресурс] : учебное пособие / Ю. М. Поплавко, Л. П. Переверзева, И. П. Раевский ; Федеральное агентство по образованию Российской Федерации, Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" ; под ред. В. П. Сахненко. - Ростов-н/Д : Издательство Южного федерального университета, 2009. - 480 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=240943>
2. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992>

Лабораторная работа № 4

Тема: **Исследование поляризации сегнетоэлектриков**

Цель работы: исследование петель диэлектрического гистерезиса сегнетоматериалов; измерение коэрцитивной силы, полной, остаточной, спонтанной и индуцированной поляризации керамического сегнетоэлектрика типа "вариконд ВК-1" осциллографическим методом.

Принадлежности: электронный осциллограф, источник питания, делитель напряжения, исследуемый сегнетоконденсатор, эталонный конденсатор, источник питания, вольтметр переменного тока для измерения напряжения.

Теоретическое введение

Любая молекула вещества представляет собой систему с суммарным электрическим зарядом, равным нулю. Однако центры распределения положительных зарядов ядер и отрицательных электронов в молекуле могут не совпадать. Такая молекула представляет собой *диполь*, существующий в отсутствие внешнего электрического поля. Диэлектрики, состоящие из молекул, у которых центры зарядов разных знаков пространственно смещены, называют *полярными* диэлектриками. Существует группа полярных диэлектриков, у которых дипольные моменты, связанные с элементарными ячейками кристаллической решетки, ориентированы в одном направлении. Таким образом, в отсутствие внешнего электрического поля, диэлектрик может обладать самопроизвольной, *спонтанной* поляризацией. Впервые это явление было обнаружено для кристаллов сегнетовой соли, от названия которой подобные вещества стали называть *сегнетоэлектриками*.

Спонтанная поляризация сегнетоэлектрика наблюдается не во всей температурной области существования кристалла, а лишь ниже определенной температуры, называемой *температурой (точкой) Кюри T_C* .

Характерным свойством сегнетоэлектрика является наличие у него *доменной структуры* – областей спонтанной поляризации. При

температурах ниже точки Кюри T_C взаимодействие частиц кристалла приводит к тому, что он разбивается на микроскопические области, в пределах которых дипольные моменты элементарных ячеек устанавливаются параллельно друг другу. Области спонтанной поляризации называются *сегнетоэлектрическими доменами*. Впервые домены были обнаружены у титаната бария BaTiO_3 . В отсутствие внешнего поля домены ориентированы таким образом, что результирующий дипольный момент всего кристалла равен нулю, так как поляризация одних доменов компенсируется противоположно направленной поляризацией соседних доменов. Выше температуры Кюри области спонтанной поляризации разрушаются тепловым движением частиц, и кристалл становится обычным диэлектриком. При температурах, лежащих ниже точки Кюри, кристаллическая модификация называется *полярной* или *сегнетоэлектрической фазой*, выше – *неполярной* или *параэлектрической*.

От обычных диэлектриков сегнетоэлектрики отличаются рядом характерных свойств. Температурные исследования установили, что в области точки Кюри диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon(T)$ скачком изменяется в сотни раз, образуя резкие максимумы. Значения проницаемости у обычного диэлектрика составляют всего несколько единиц и, практически, не зависят от температуры и от напряженности внешнего поля, в то время как у сегнетоэлектрика она может принимать значения порядка нескольких тысяч. Например, у кристаллов BaTiO_3 при комнатной температуре $\epsilon \sim 150 \div 200$, а при температуре Кюри T_C $\epsilon_{\max} \sim 10000$.

Исследования диэлектрических свойств сегнетоэлектрика показали аномальную зависимость его диэлектрической проницаемости ϵ от напряженности поля. Это проявляется, например, в нарушении линейного соотношения $q = C \cdot \Delta\phi$, связывающего заряд и разность потенциалов на пластинах конденсатора заполненного сегнетоэлектриком.

Следующей особенностью сегнетоэлектрика является сегнетоэлектрический гистерезис – неоднозначная зависимость вектора поляризации \vec{P} сегнетоэлектрика от внешнего электрического поля \vec{E} . Во внешнем электрическом поле происходит изменение направления поляризации в отдельных доменах. Это изменение таково, что векторы поляризации приближаются к положению, параллельному на-

правлению внешнего поля, и тем ближе, чем больше напряженность внешнего поля. Поэтому поляризация сегнетоэлектрика возрастает (так как вектор поляризации есть электрический момент единицы объема диэлектрика, равный векторной сумме электрических моментов всех молекул, заключенных в единице объема $\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{p}_i$). Зависимость поляризации от величины внешнего поля нелинейна.

При некотором значении поля E_H (см. рис. 1) все домены будут поляризованы в направлении поля, и поляризация будет иметь значение P_H . Дальнейшее увеличение поля ($E > E_H$) приведет к линейному росту поляризации за счет индуцированной поляризации (индуцированная поляризация – поляризация, возникающая благодаря сдвигу ионов относительно друг друга, деформации электронных оболочек отдельных атомов, молекул, ионов и т.п.). Экстраполируя участок насыщения до пересечения с осью поляризации, т.е. к значению $E = 0$, получают значение спонтанной поляризации $P_{сп}$. Разность между значениями P_H и $P_{сп}$ – индуцированная поляризация $P_{ин}$ или P . Полученная кривая называется *основной кривой поляризации*.

При уменьшении напряженности внешнего электрического поля до E_H значение поляризации будет изменяться линейно, при дальнейшем уменьшении напряженности внешнего электрического поля значение поляризации будет уменьшаться медленнее, чем по основной кривой. При уменьшении поля до нуля у образца сохраняется так называемая *остаточная поляризация* $P_{ост}$.

Для того чтобы уменьшить поляризацию, надо приложить электрическое поле противоположного направления E_K , называемое *коэрцитивной силой*. При дальнейшем увеличении электрического поля обратного направления вновь достигается состояние насыщения P_H . При цикличе-

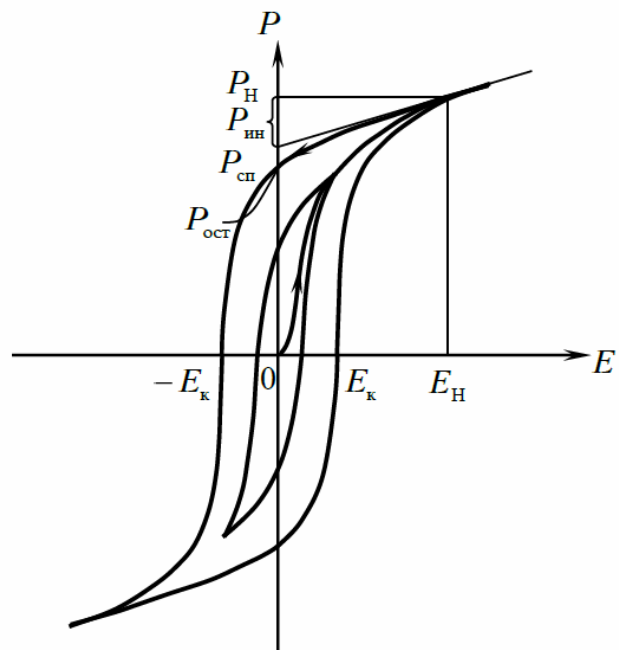


Рис. 1.

ском изменении поля графическая зависимость, характеризующая изменение поляризации образца, образует замкнутую кривую – *петлю сегнетоэлектрического гистерезиса*.

Если величину электрического поля циклически изменять в таких пределах, что насыщения поляризации не достигается, то получается неопредельная петля гистерезиса. Во внешнем электрическом поле происходит изменение поляризации в отдельных доменах. Это изменение таково, что векторы поляризации приближаются к положению, параллельному направлению поля, и тем ближе, чем сильнее поле. В результате кристалл поляризуется (приобретает дипольный момент). Зависимость поляризации от напряженности электрического поля представлена на рис. 1.

Таким образом, поляризация сегнетоэлектриков является нелинейной функцией внешнего поля. Из этого следует, что диэлектрическая проницаемость зависит от напряженности поля. Для сегнетоэлектриков вводят понятие эффективной диэлектрической проницаемости, которую определяют как отношение максимальной величины вектора поляризации P_{max} к максимальному (амплитудному) значению напряженности поля E_{max} с множителем $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф / м}$:

$$\epsilon_{эфф} = \frac{P_{max}}{\epsilon_0 E_{max}}.$$

Исследования показали, что вблизи точки Кюри диэлектрическая проницаемость подчиняется закону Кюри-Вейса:

$$\epsilon = \frac{C}{|T - T_C|},$$

где C – постоянная (для керамических сегнетоэлектриков $C = 10^5 \text{ К}$)

T – температура сегнетоэлектрика,

T_C – температура Кюри.

В силу нелинейных зависимостей поляризации и диэлектрической проницаемости от напряженности поля сегнетоэлектрики относятся к классу нелинейных элементов. В настоящее время сегнетоэлектрики используются для создания малогабаритных конденсаторов и нелинейных управляемых емкостных элементов – варикондов.

Принцип действия лабораторной установки

В настоящей работе с помощью электронного осциллографа снимается петля гистерезиса керамического сегнетоэлектрика "вариконд ВК-1". При этом используется следующая схема (рис. 2).

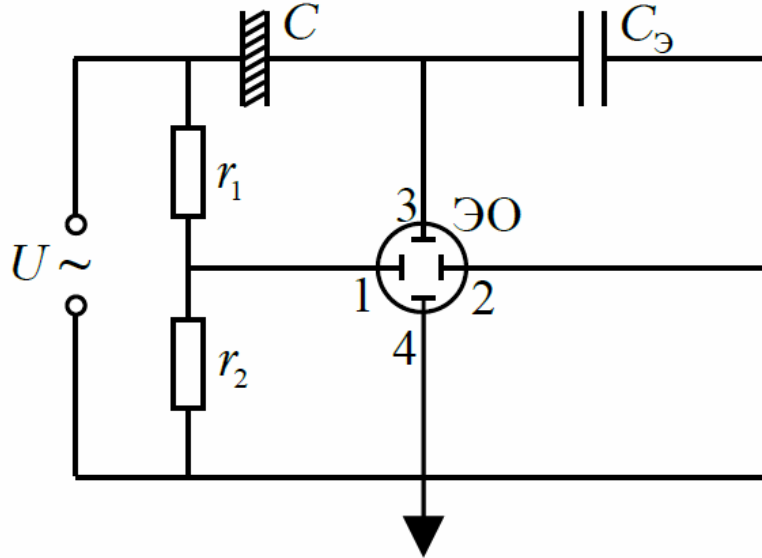


Рис. 2. Принципиальная схема установки

Здесь r_1 и r_2 – делитель напряжения,
 C – исследуемый сегнетоконденсатор,
 C_3 – эталонный конденсатор, подобранный так, чтобы $C_3 \gg C$,
 ЭО – электронный осциллограф.

Переменное напряжение U подается на делитель напряжения, состоящий из сопротивлений r_1 и r_2 . На горизонтально отклоняющие пластины осциллографа 1–2 поступает напряжение

$$U_x = \frac{r_2}{r_1 + r_2} U. \quad (1)$$

Переменное напряжение U подается на последовательно соединенные конденсаторы C (исследуемый образец) и C_3 . Поскольку величина емкости $C_3 \gg C$, то $U_C \gg U_3$ и можно считать, что $U_C \approx U$.

Напряженность поля в образце равна $E = \frac{U}{d}$, где d – расстояние между пластинами конденсатора C , из (1) следует:

$$U_x = \frac{r_2 d}{r_1 + r_2} E. \quad (2)$$

Таким образом, на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа подается напряжение U_x пропорциональное напряженности поля E в исследуемом конденсаторе C .

На вертикально отклоняющие пластины 3–4 подается напряжение U_y с эталонного конденсатора $C_э$. Покажем, что это напряжение пропорционально величине поляризации P .

Так как емкости C и $C_э$ соединены последовательно, то $q = CU_x = C_эU_э$, где q – заряд на пластине конденсатора

$$U_э = \frac{CU_x}{C_э} = \frac{q}{C_э}.$$

Поскольку $q = \sigma S$, где σ – поверхностная плотность заряда, S – площадь пластины конденсатора C , то:

$$U_э = U_y = \frac{\sigma S}{C_э}.$$

Между поляризацией P и поверхностной плотностью зарядов имеется простая связь $P = \sigma$ поэтому

$$U_э = U_y = \frac{S}{C_э} P. \quad (3)$$

Таким образом, на вертикально отклоняющие пластины осциллографа подается напряжение, пропорциональное поляризации сегнетоэлектрика P .

Вследствие изложенного, на экране осциллографа при полном цикле изменения напряженности поля E получаем (в соответствующем масштабе) зависимость $P = P(E)$, то есть петлю гистерезиса.

Получив на экране осциллографа последовательно ряд петель гистерезиса, начиная с предельной, и измерив координаты их вершин x и y , можно построить основную кривую поляризации.

Если осциллограф заранее проградуирован, то есть известно, какое напряжение, поданное на вход соответствующей пары пластин, вызывает отклонение пятна на экране на одно деление координатной сетки (величины x и y), то по полученным координатам x и y можно вычислить U_x и U_y а затем найти соответствующие значения P и E :

$$U_x = \gamma_x x, \quad (4)$$

$$U_y = \gamma_y y, \quad (5)$$

$$P = \frac{C_3}{S} \gamma_y y, \quad (6)$$

$$E = \frac{r_1 + r_2}{r_2 d} \gamma_x x, \quad (7)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить осциллограф, вывести электронный луч в центр координатной сетки.
2. Включить источник питания.
3. Регулируя напряжение на источнике питания установить напряжение соответствующее предельной петле гистерезиса.
4. Расположить предельную петлю гистерезиса таким образом, чтобы она была симметрична относительно центра координатной сетки.
5. Измерить координаты вершины петли гистерезиса при максимальном напряжении в делениях координатной сетки.
6. Измерить по этой петле координаты, соответствующие удвоенной коэрцитивной силе и удвоенной остаточной поляризации, в делениях координатной сетки (результаты занести в таблицу 2).
7. Зарисовать петлю гистерезиса, нанести горизонтальную и вертикальную оси.
8. Постепенно уменьшая напряжение до нуля, получить на экране осциллографа последовательность частных петель гистерезиса. Измерить для каждой из них координаты вершин ($2x$ и $2y$).
9. Результаты занести в таблицу 1.

Таблица 1.

| U, В | 2x, мм | x, мм | $U_x = \gamma_x x$, В | E, В/м | 2y, мм | y, мм | $U_y = \gamma_y y$, В | P, Кл/м ² |
|---------|-----------|----------|---------------------------|-----------|-----------|----------|---------------------------|-------------------------|
| | | | | | | | | |
| | | | | | | | | |

10. Зная γ_x и γ_y , определить значения U_x и U_y для каждого значения U (см. формулы 4 и 5).

11. Вычислить значения E и P по формулам (6) и (7) для координат вершин всех полученных петель гистерезиса.

12. По полученным данным построить основную кривую поляризации, откладывая по оси абсцисс – значения E в В/м, а по оси ординат – значения P в Кл/м².

13. Вычислить значения $E_{коэр}$ и $P_{ост}$, пользуясь формулами (6) и (7), где $x = x_{коэр}$ и $y = y_{ост}$.

14. Экстраполировать ветвь насыщения зарисованной предельной петли до пересечения с осью ординат и в соответствии с рис. 1, определить полную, индуцированную и спонтанную поляризации.

15. Определить значение эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{эфф}$ сегнетоэлектрика ВК-1 по величине поляризации, соответствующей вершине *предельной* петли:

$$\epsilon_{эфф} = \frac{P_{max}}{\epsilon_0 E_{max}}.$$

7. Результаты представить в виде таблицы 2.

Таблица 2.

| $2x_{коэр},$ мм | $x_{коэр},$ мм | $E_{коэр},$ В/м | $2y_{ост},$ мм | $y_{ост},$ мм | $P_{ост},$ Кл/м ² | $P_{полн},$ Кл/м ² | $P_{сп},$ Кл/м ² | $P_{инд},$ Кл/м ² |
|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|------------------|---------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| | | | | | | | | |

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление поляризации диэлектриков? Какой величиной характеризуют поляризационные свойства веществ?
2. Дайте определение вектора поляризации. Как он связан с поверхностной плотностью связанных зарядов?
3. В чем физический смысл диэлектрической проницаемости ϵ ?
4. Какими отличительными свойствами обладают сегнетоэлектрики?
6. Как величина диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков зависит от температуры? Нарисуйте график этой зависимости.
7. В чем состоит явление гистерезиса, наблюдаемое для сегнетоэлектриков? Нарисуйте семейство петель гистерезиса. Что такое предельная петля гистерезиса?
8. Какие параметры сегнетоэлектриков можно определить с помощью петли гистерезиса?

Библиографический список

1. Василевский А.С., Физика твердого тела – Москва, «Дрофа», 2010, 206 с.
2. Ландсберг, Г. С. Оптика [Текст]: учеб. Пособие для вузов / Г. С. Ландсберг; М.: Физматлит, 2006. 928 с.
3. Поплавко, Ю. М. Физика активных диэлектриков [Электронный ресурс] : учебное пособие / Ю. М. Поплавко, Л. П. Переверзева, И. П. Раевский ; Федеральное агентство по образованию Российской Федерации, Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" ; под ред. В. П. Сахненко. - Ростов-н/Д : Издательство Южного федерального университета, 2009. - 480 с. - Режим доступа : [http: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=240943](http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=240943)
4. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : [http: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992](http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992)
5. Гуртов, В. А. Физика твердого тела для инженеров [Электронный ресурс] : учебное пособие / В. А. Гуртов, Р. Н. Осауленко ; науч. ред. Л. А. Алешина. - 2-е изд., испр. и доп. - М. : Техносфера, 2012. - 560 с. - Режим доступа : [http: //biblioclub.ru/index.php?page=book&id=233466](http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=233466)

Лабораторная работа № 5

Тема: Проверка закона Вальдена

Цель работы: проверка закона Вальдена на основании экспериментальных данных по исследованию температурных зависимостей удельной проводимости и коэффициента динамической вязкости для различных жидких диэлектриков.

Принадлежности: Высоковольтный источник питания НТ6000N (или НТ6000Р), установка по измерению малых токов, комплект измерительных ячеек.

Теоретическое введение

Закон Вальдена устанавливает связь между удельной проводимостью и коэффициентом вязкости жидких диэлектриков:

$$\gamma\eta = \text{const}(T),$$

где $\gamma = nq\chi$ – удельная проводимость, 1/Ом·м (n – концентрация свободных заряженных частиц в жидкости, 1/м³; q – их заряд, Кл; χ – подвижность, м²/Вс), η – коэффициент динамической вязкости, Па·с.

Электропроводность жидких диэлектриков может носить ионный и молионный (электрофоретический) характер.

Если носителями зарядов являются ионы, то их концентрация для неполярных и слабополярных жидких диэлектриков в области слабых полей определяется по формуле

$$n = n_0 e^{-\frac{U_d}{kT}},$$

где n_0 – общее число связанных ионов в жидкости (до диссоциации), 1/м³;

U_d – энергия диссоциации молекул на ионы, Дж;

K – постоянная Больцмана, Дж/К;

T – абсолютная температура, К.

Для сильнополярных жидкостей, по своим свойствам напоминающим сильные электролиты все способные к диссоциации на ионы полярные молекулы независимо от температуры распадаются на ионы, и их

концентрация есть величина постоянная, не зависящая ни от температуры, ни от напряженности электрического поля: $n = n_0 = \text{const}(T, E)$. Подвижность ионов в слабых полях с ростом температуры увеличивается по экспоненциальному закону:

$$\chi = \chi_0 e^{-\frac{U_{0и}}{kT}},$$

где $\chi_0 = \frac{vq\delta^2}{6kT}$ – величина, практически не зависящая от температуры по сравнению с экспоненциальным множителем;

$U_{0и}$ – энергия активации иона, определяемая его взаимодействием с окружающими молекулами жидкости, Дж.

Отсюда следует, что удельная проводимость жидких диэлектриков с увеличением температуры растет по экспоненциальному закону:

для неполярных и слабополярных жидкостей

$$\gamma = \frac{A_1}{T} \dot{a}^{-\frac{U_A + U_{0\dot{E}}}{kT}};$$

для сильнополярных жидкостей

$$\gamma = \frac{A_1}{T} \dot{a}^{-\frac{U_{0\dot{E}}}{kT}},$$

где A_1 – величина, мало зависящая от температуры.

Зависимость коэффициента вязкости от температуры:

$$\eta = A_2 T \dot{a}^{\frac{U_{0\dot{I}}}{kT}},$$

где A_2 – коэффициент, не зависящий от температуры;

U_{0M} – энергия активации молекулы, равная энергии взаимодействия данной молекулы с соседними.

Учитывая зависимость от температуры, получим:

для неполярных и слабополярных жидкостей

$$\gamma\eta = Ae^{-\frac{U_D + U_{0и} - U_{0M}}{kT}};$$

для сильнополярных жидкостей

$$\gamma\eta = Ae^{-\frac{U_{0и} - U_{0M}}{kT}}.$$

Таким образом, закон Вальдена выполняется для диэлектриков при условии

$$\begin{aligned} U_{\text{д}} + U_{0\text{и}} - U_{0\text{м}} &= 0 \quad (\text{для неполярных}), \\ U_{0\text{и}} - U_{0\text{м}} &= 0 \quad (\text{для полярных}). \end{aligned} \quad (1)$$

В неполярных жидкостях $U_{0\text{и}} > U_{0\text{м}}$, а также $U_{\text{д}} > 0$, поэтому соотношение (1) невыполнимо. В полярных жидкостях $U_{0\text{и}} \approx U_{0\text{м}}$ и закон Вальдена для них при ионной электропроводности справедлив.

При молионной электропроводности

$$\gamma = \frac{8\pi\epsilon_0^2\epsilon^2 r\phi^2 n}{3\eta} = \frac{A_3}{\eta},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;

ϵ , r , n , ϕ – диэлектрическая проницаемость, радиус, концентрация и электрокинетический потенциал молионов;

Отсюда $\gamma\eta = A_3$ – величина постоянная, не зависящая от температуры при условии, если $\epsilon = \text{const}(T)$.

Описание установки

Установка для определения удельной проводимости жидких диэлектриков в зависимости от температуры (рис. 1) включает в себя следующие приборы и элементы.

1. Источник почти постоянного напряжения.
2. Зеркальный гальванометр с шунтом или другой прибор для измерения малых токов.
3. Систему электродов.

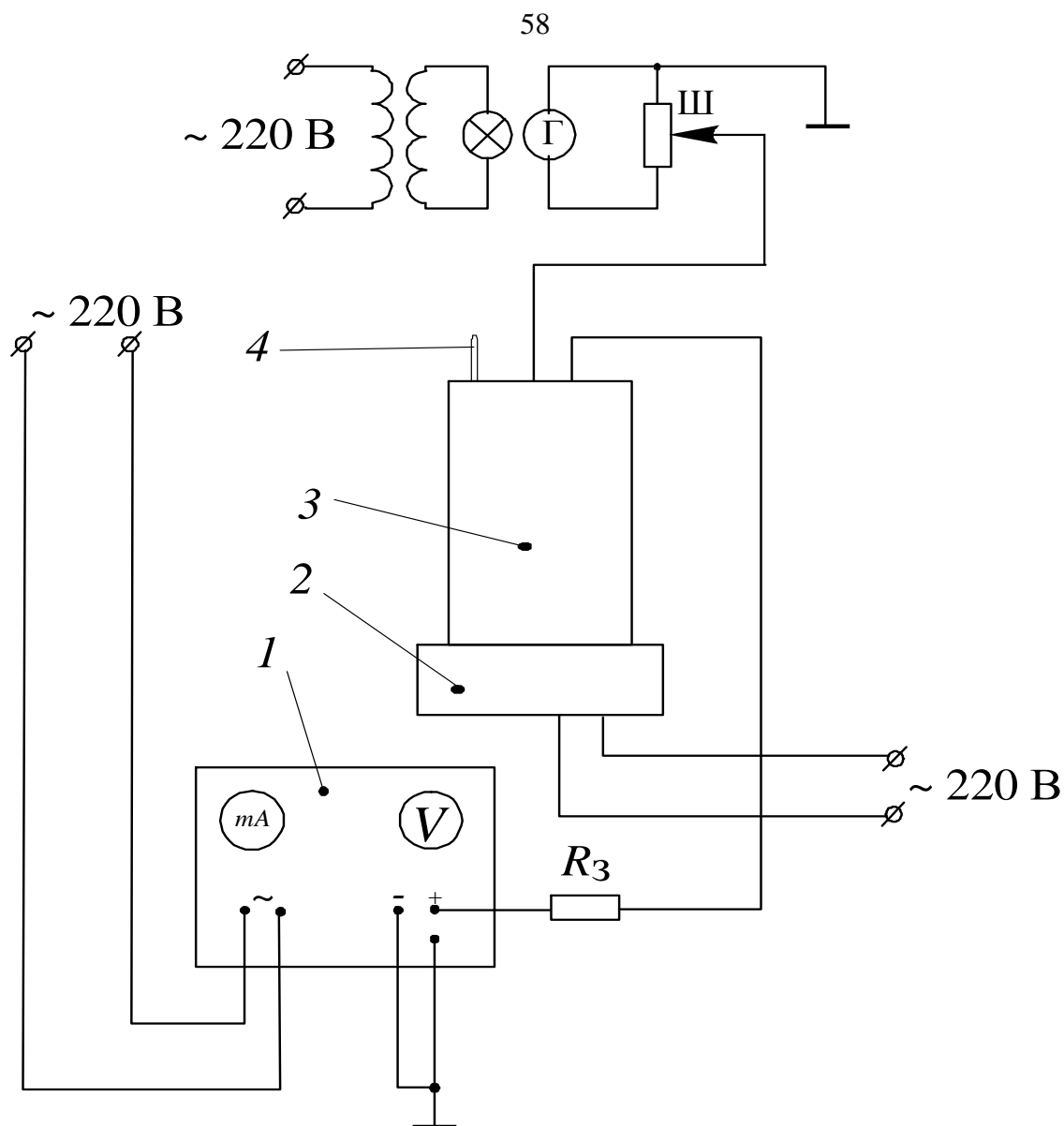


Рис. 1. Электрическая схема установки для определения удельной проводимости жидких диэлектриков при различных температурах: 1 – источник постоянного напряжения; 2 – нагреватель; 3 – колба с маслом и системой электродов; 4 – термометр

Порядок проведения работы

I. Определение удельной проводимости жидких диэлектриков при различных температурах.

1. Ознакомиться с установкой. Изучить назначение всех элементов схемы.

2. Установить образец с указанным преподавателем жидким диэлектриком на нагреватель и присоединить электроды к элементам схемы согласно рис. 1.
3. Поставить рукоятку шунта гальванометра в положение «∞».
4. Регулятор напряжения на панели источника питания перевести в минимальное положение.
5. Под наблюдением преподавателя включить подсветку гальванометра и источник питания.
6. Включить источник напряжения. Установить указанное преподавателем напряжение.
7. Через одну минуту после подачи напряжения на образец, выводя постепенно шунт, получить отклонение светового луча по шкале гальванометра при одной (α') и другой (α'') полярности. Определить среднее отклонение $\alpha = (\alpha' + \alpha'')/2$. Если используется простой измеритель тока, то процесс измерения, расчеты и табл. 1 упрощаются. Полученные данные занести в табл. 1.

Таблица 1

| Наименование диэлектрика | Температура $t, ^\circ\text{C}$ | n | Отклонение гальванометра, м | | | $R_x, \text{Ом}$ | $C_B, \text{пФ}$ | $\gamma, 1/\text{Ом}\cdot\text{м}$ |
|--------------------------|---------------------------------|-----|-----------------------------|------------|----------|------------------|------------------|------------------------------------|
| | | | α' | α'' | α | | | |
| | | | | | | | | |

Удельная проводимость жидкости определяется по формуле

$$\gamma = \frac{\epsilon_0}{C_B R_x},$$

где $\epsilon_0 = 8,85$ – электрическая постоянная, пФ/м;

C_B – емкость электродной системы в воздухе, пФ;

R_x – сопротивление жидкости, Ом.

$$R_x = \frac{nU}{\alpha C_\Gamma},$$

где U – напряжение на образце, В;

n – шунтовое число, равное отношению тока гальванометра к току, протекающему через шунт;

α – среднее отклонение «зайчика» гальванометра, м;

C_Γ – динамическая постоянная гальванометра, А/м.

8. Включить нагреватель.

9. Измерения и расчеты согласно пп. 7 и 8 повторить через каждые 10 °С. Интервал изменения температуры для трансформаторного масла 20 – 60 °С, для касторового – 50 – 100 °С.

Результаты измерений и расчетные данные занести в табл. 1.

Примечание. Данные измерений для второго жидкого диэлектрика даются преподавателем.

II. Определение удельной вязкости жидких диэлектриков при различных температурах.

В табл. 2 приведены значения удельной вязкости трансформаторного и касторового масел, измеренные вискозиметром Энглера при различных температурах.

Данные табл. 2 перевести из градусов Энглера в стоксы по формуле

$$\nu = 0,074\nu_E + \frac{0,03}{\sqrt{\nu_E}} - \frac{0,109}{\nu_E} \quad [\text{Ст}].$$

Таблица 2

| Наименование диэлектрика | Температура, °С | Условная вязкость, °Е |
|--------------------------|-----------------|-----------------------|
| Трансформаторное масло | 20 | 3,62 |
| | 30 | 3,20 |
| | 40 | 2,44 |
| | 50 | 1,76 |
| | 60 | 1,56 |
| | 70 | 1,46 |
| Касторовое масло | 53 | 8,36 |
| | 60 | 6,80 |
| | 70 | 4,60 |
| | 80 | 2,50 |
| | 90 | 2,24 |
| | 98 | 1,90 |

а затем в м²/с, учитывая, что 1 м²/с = 10⁴ Ст.

Абсолютная динамическая вязкость

$\eta = \nu\rho$,

где ρ – плотность жидкого диэлектрика в кг/м^3 .

График зависимости ρ от температуры представлен на рис. 2. Расчетные данные занести в табл. 3.

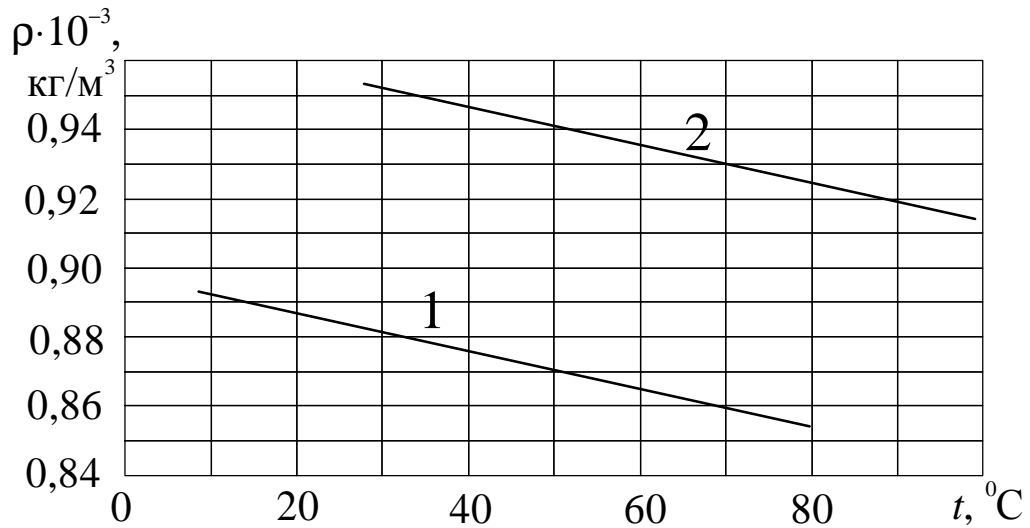


Рис. 2. Зависимость плотности от температуры: 1 – для трансформаторного масла; 2 – для касторового масла

Таблица 3

| Наименование диэлектрика | Температура t , $^{\circ}\text{C}$ | Коэффициент динамической вязкости η , Па·с |
|--------------------------|--------------------------------------|---|
| | | |

Задание

1. По данным табл. 1 построить графики зависимости $\gamma = f(t)$ для трансформаторного и касторового масел и объяснить их характер.
2. По данным табл. 3 построить графики зависимости $\eta = f(t)$ для трансформаторного и касторового масел и объяснить их характер.
3. Используя кривые зависимостей $\gamma(t)$ и $\eta(t)$, построить графики зависимости $\gamma\eta = f(t)$ для трансформаторного и касторового масел и объяснить их характер.

Контрольные вопросы

1. Понятие об электропроводности диэлектриков, носителях заряда, их подвижности, удельной проводимости. Расчетные формулы.

2. Электропроводность жидких диэлектриков. Носители заряда, их подвижность.
3. Зависимость удельной проводимости от напряженности электрического поля в области слабых и сильных полей, от температуры (для ионной и электрофоретической электропроводимости).
4. Закон Вальдена. Для каких жидкостей он выполняется?
3. Коэффициент динамической вязкости жидкостей. Физическая природа, методика расчета и экспериментального определения.

Библиографический список

1. Коробейников, С. М. Электрофизические процессы в газообразных, жидких и твердых диэлектриках. Процессы в жидкостях [Электронный ресурс] : учебное пособие / С. М. Коробейников. - Новосибирск : НГТУ, 2010. - 116 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=228970>
2. Поплавко, Ю. М. Физика активных диэлектриков [Электронный ресурс] : учебное пособие / Ю. М. Поплавко, Л. П. Переверзева, И. П. Раевский ; Федеральное агентство по образованию Российской Федерации, Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" ; под ред. В. П. Сахненко. - Ростов-н/Д : Издательство Южного федерального университета, 2009. - 480 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=240943>
3. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992>

Лабораторная работа № 6

Тема: **Методы исследования диэлектрических материалов на РЭМ**

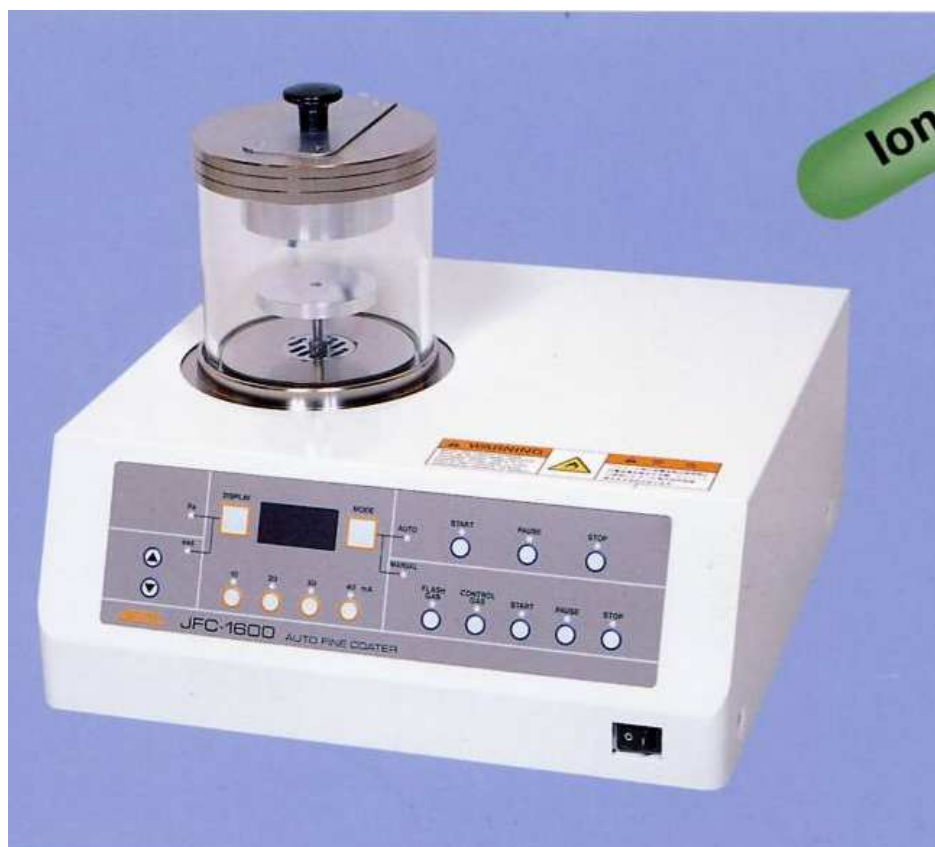
Цель работы: получить навык исследования диэлектрических материалов, используемых в микросистемной технике на РЭМ и ЭДС.

Принадлежности: Программно-аппаратный комплекс для исследования морфологии, элементного, фазового состава и молекулярной структуры вещества и материалов (в т.ч: сканирующий электронный микроскоп JEOL JSM 6610lv с модулем энергодисперсионного анализа Oxford X-Max (S1-XMX1002), оснащенный современным программным комплексом с выходом в Интернет; Установка для нанесения токопроводящих покрытий JEOL JFC-1600), исследуемый образец (оксид цинка, пластина с напыленным резистивным слоем и т.п.), держатели образцов.

Теоретическое введение

Проводимость поверхности является важным требованием для эффективного наблюдения образца в сканирующем электронном микроскопе. Если поверхность образца электрически изолирована от заземления, то со временем она становится отрицательно заряженной, и этот заряд начинает влиять на электроны первичного пучка, что приводит к искажениям на изображении. Для устранения негативного влияния заряда используется работа в режиме низких ускоряющих напряжений, нанесение проводящих покрытий и компенсация зарядом противоположного знака. В режиме низких ускоряющих напряжений основным условием снятия заряда является равенство единице суммарного коэффициента выхода электронов, для обеспечения которого необходимо подбирать энергию электронов, ток и наклон пучка. Нанесение проводящих покрытий обеспечивает электрический контакт поверхности образца с подложкой, подбор материала для покрытия и его толщины выбирается исходя из особенностей объектов и применяемых методов исследования. Использование режима низкого вакуума позволяет работать с непроводящими образцами без дополнительной обработки, компенсация заряда осуществляется за счет положительных ионов газа, образующихся под действием электронного пучка.

Настольная установка JEOL JFC-1600 предназначена для напыления тонкого слоя металла на непроводящий образец и служит устройством пробоподготовки для растровой электронной микроскопии. Данная напылительная установка состоит из базового блока и ротационного насоса. Катод напылительной установки содержит постоянный магнит для создания тлеющего разряда, а продувка газообразным аргоном позволяет осуществлять эффективное напыление образца. Материал напыления – платина.



Порядок выполнения работы

1. Получите у преподавателя и установите в камеру электронного микроскопа диэлектрический образец и прочно закрепите его на держателе, подходящем для установки в ваш микроскоп.
2. Запустите микроскоп в режиме низкого вакуума при помощи соответствующих клавиш управления на передней панели. Установите значение давления в интервале 30 – 50 Па. Включите ускоряющее напряжение. Отъюстируйте электронно - оптическую систему микроскопа. Добейтесь наиболее резкого и

сфокусированного изображения поверхности в режиме обратно рассеянных электронов (детектор вторичных электронов не доступен во избежание пробоя в газонаполненной камере).

3. Получите и сохраните изображения образца при различных значениях ускоряющего напряжения.
4. Извлеките образец из камеры микроскопа и под контролем преподавателя нанесите на него проводящее покрытие толщиной несколько нм, методом вакуумного напыления. Для этого выберите значение тока 30 мА, время – 30 секунд. Установите образец в микроскоп. Включите режим высокого вакуума. Сфокусируйтесь на поверхности образца. Получите и сохраните изображение поверхности образца.

Контрольные вопросы

1. Опишите принцип работы растрового электронного микроскопа в режиме низкого вакуума.
2. Как происходит напыление на поверхность диэлектрического образца?
3. Перечислите методы и их особенности по наблюдению диэлектрических и полупроводниковых образцов элементов микроэлектронной техники?
4. Объясните, как работает модифицированный детектор Эверхарта-Торнли?
5. Какое разрешение можно получить выше, в режиме истинно вторичных электронов и высокого вакуума, или в режиме низкого вакуума?
6. Почему обычный детектор Эверхарта-Торнли не может работать в режиме низкого вакуума?
7. Опишите последовательность действий, необходимую для напыления на диэлектрический образец микросистемной техники слоя проводящего материала (платины) на JEOL JFC-1600.

Библиографический список

1. Филяк, М. М. Основные физические процессы в проводниках, полупроводниках и диэлектриках [Электронный ресурс] : учебное пособие / М. М. Филяк ; Министерство образования и науки Российской Федерации. - Оренбург : ОГУ, 2015. - 134 с. - Режим доступа : <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=438992>

2. Методы структурных исследований материалов. Методы микроскопии [Электронный ресурс]: учебное пособие / Э. Ф. Вознесенский, Ф. С. Шарифуллин, И. Ш. Абдуллин. - Казань : Издательство КНИГУ, 2014. - 184 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=428294>
3. Методы получения и исследования наноматериалов и наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям [Электронный ресурс]: учебное пособие / под ред. А.С. Сигова. - Москва : Лаборатория знаний, 2017. - 187 с. // Режим доступа – <http://biblioclub.ru/index.php?page=book&id=462142>