

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

Кафедра физики твердого тела

244-2013

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к выполнению лабораторных работ № 1-5
по дисциплине «Физика твердого тела»
для студентов направлений 223200.62 «Техническая физика»
(профиль «Физическая электроника»), 150100.62
«Материаловедение и технологии материалов» (профиль
«Конструирование и производство изделий
из композиционных материалов») и 222900.62
«Нанотехнологии и микросистемная техника» (профиль
«Компоненты микро- и наносистемной техники»)
очной формы обучения

Воронеж 2013

Составители: д-р физ.-мат. наук С.А. Гриднев, д-р физ.-мат. наук Л.Н. Коротков

УДК 537.226.33

Методические указания к выполнению лабораторных работ № 1-5 по дисциплине «Физика твердого тела» для студентов направлений 223200.62 «Техническая физика» (профиль «Физическая электроника»), 150100.62 «Материаловедение и технологии материалов» (профиль «Конструирование и производство изделий из композиционных материалов») и 222900.62 «Нанотехнологии и микросистемная техника» (профиль «Компоненты микро- и наносистемной техники») очной формы обучения / ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет»; сост. С.А. Гриднев, Л.Н. Коротков. Воронеж, 2013. 51 с.

Приведены описания лабораторных работ, составленных в соответствии с рабочей программой курса. Каждая лабораторная работа включает теоретическую часть, экспериментальную часть, порядок выполнения работы, контрольные вопросы для самостоятельной подготовки и список литературы.

Предназначены для студентов 3 курса.

Ил. 13. Библиогр.: 23 назв.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. А.Т. Косилов

Ответственный за выпуск зав. кафедрой д-р физ.-мат. наук, проф. Ю.Е. Калинин

Печатается по решению редакционно-издательского совета Воронежского государственного технического университета

© ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2013

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы: а) ознакомиться с методом измерения поляризации диэлектриков по петлям диэлектрического гистерезиса; б) изучить механизмы поляризации диэлектриков.

Используемое оборудование и материалы: схема Сойлера-Тауэра для записи зависимостей «поляризация - электрическое поле», генератор низких частот, электронный вольтметр, электронный осциллограф или двухкоординатный самописец, образцы диэлектрических материалов, соединительные провода и кабели.

1. Теоретические сведения

1.1. Классификация диэлектриков по характерным особенностям их электрической поляризации

Наиболее простым и часто встречающимся случаем возникновения электрически поляризованного состояния образца диэлектрика является его реакция на воздействие внешнего электрического поля E . Это явление носит название индуцированной электрической поляризации. Оно имеет место в любом диэлектрике независимо от его конкретного строения, при этом поляризация P изменяется линейно с полем E . Диэлектрики, обладающие свойством поляризоваться только в результате воздействия внешнего электрического поля, могут быть названы линейными диэлектриками.

Давно известен также эффект возникновения электрически поляризованного состояния некоторых

кристаллических диэлектриков в результате воздействия механического напряжения. Это явление называется пьезоэлектрической поляризацией (пьезоэлектрическим эффектом). Оно наблюдается только для определенного класса диэлектриков, структура которых характеризуется отсутствием центра симметрии (например, кварц, титанат бария и др.). Вещества, обладающие свойством поляризоваться в результате воздействия механического напряжения, называют пьезоэлектриками.

Следующая группа твердых кристаллических диэлектриков характеризуется существованием поляризации в отсутствие внешнего электрического поля, то есть спонтанной поляризации P_s . Диэлектрики, обладающие P_s во всем диапазоне температур существования твердого состояния вещества, называются пироэлектриками. Спонтанная поляризация пироэлектриков зависит от температуры, т.е. они обладают пироэлектрическим эффектом.

Наконец, имеется класс кристаллических диэлектриков, в которых при некоторой определенной температуре происходит структурный фазовый переход (называемый *точкой Кюри*), сопровождающийся возникновением (исчезновением) макроскопической спонтанной поляризации, направление которой может быть изменено на обратное внешним электрическим полем или механическим напряжением. Такие кристаллы называются сегнетоэлектриками.

Кроме наличия сегнетоэлектрического фазового перехода, другой характерной особенностью, отличающей сегнетоэлектрики от пироэлектриков, является возникновение в сегнетоэлектриках доменной структуры, перестройка которой во внешнем электрическом поле приводит к нелинейной зависимости P от E . Поэтому сегнетоэлектрики являются нелинейными диэлектриками.

1.2. Макроскопическое описание поляризации

Диэлектрик в электрическом поле E приобретает электрический дипольный момент d , причем напряженность макроскопического электрического поля E в диэлектрике не равна нулю: электрическое поле проникает в объем диэлектрика.

Макроскопическими характеристиками электрически поляризованного образца диэлектрика являются векторные физические величины: поляризация P , электрическое поле E , электрическая индукция D , электрический дипольный момент d . Все они связаны между собой.

Поляризация P характеризует объемную плотность суммарного электрического дипольного момента и в случае однородной поляризации вещества может быть записана следующим образом:

$$P = \frac{1}{V} \sum d, \quad (1)$$

где $\sum d$ - электрический дипольный момент всего образца, V - объем образца.

Связь между P и E в случае анизотропного диэлектрика задается тензором диэлектрической восприимчивости χ_{ij}

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j, \quad (2)$$

где P_i и E_j - компоненты векторов P и E , χ_{ij} - компоненты тензора диэлектрической восприимчивости, $i, j = 1, 2, 3$ - индексы соответствующих компонент векторов и тензора, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная.

В развернутом виде соотношение (2) имеет вид:

$$\begin{aligned} P_1 &= \epsilon_0 \chi_{11} E_1 + \epsilon_0 \chi_{12} E_2 + \epsilon_0 \chi_{13} E_3 \\ P_2 &= \epsilon_0 \chi_{21} E_1 + \epsilon_0 \chi_{22} E_2 + \epsilon_0 \chi_{23} E_3 \\ P_3 &= \epsilon_0 \chi_{31} E_1 + \epsilon_0 \chi_{32} E_2 + \epsilon_0 \chi_{33} E_3 \end{aligned} \quad (3)$$

Компоненты тензора χ_{ij} обычно записывают в виде матрицы

$$\begin{vmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{vmatrix} \quad (4)$$

Число отличных от нуля компонент тензора зависит от выбора системы координат. Всегда можно выбрать такую систему координат, в которой матрица компонент тензора приобретает простой вид: отличными от нуля являются лишь диагональные компоненты матрицы тензора. Это так называемая главная система координат, определяемая направлениями соответствующих осей симметрии кристалла.

Для изотропных диэлектриков

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (5)$$

т.е. тензор 2-го ранга χ_{ij} вырождается в скаляр χ .

Очень часто для характеристики поляризованности вещества применяются еще и другие величины - вектор электрической индукции \mathbf{D} и тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} . Тензором ϵ_{ij} задается связь между \mathbf{D} и \mathbf{E} следующим образом

$$\mathbf{D}_i = \epsilon_0 \epsilon_{ij} \mathbf{E}_j \quad (6)$$

В случае изотропных диэлектриков

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} \quad (7)$$

Между величинами \mathbf{P} , \mathbf{E} и \mathbf{D} имеется однозначная взаимосвязь

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (8)$$

Следовательно, взаимосвязаны также компоненты соответствующих тензоров ϵ_{ij} и χ_{ij}

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij}, \quad (9)$$

$$\text{где } \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{при } j \neq i \\ 1 & \text{при } j = i \end{cases}$$

В случае изотропных диэлектриков имеем

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (10)$$

1.3. Механизмы электрической поляризации

Микроскопические представления о механизмах поляризации могут быть сведены к нескольким моделям возможных процессов возникновения дипольного момента в диэлектриках. В образовании электрического дипольного момента могут участвовать различные заряженные частицы, смещение которых под действием электрического поля приводит к поляризованному состоянию (рис. 1). К ним относятся:

1. электроны, смещающиеся из равновесного положения относительно положительно заряженных ядер;
2. ионы, отклоняющиеся от равновесного положения в кристаллической решетке;

3. диполи - полярные молекулы или радикалы, изменяющие свою ориентацию и, следовательно, электрический дипольный момент образца.

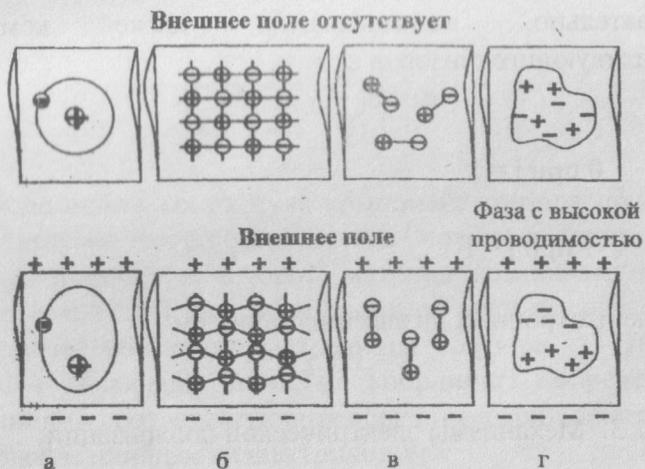


Рис. 1. Механизмы поляризации: а - смещение электронного облака атома относительно ядра; б - смещение ионов в кристаллической решетке друг относительно друга; в - ориентация диполей в электрическом поле; г - пространственный заряд

Электроны, ионы или диполи приводят к образованию электрического дипольного момента (поляризованного состояния) посредством различных механизмов. Если эти частицы связаны в структуре диэлектриков достаточно "жестко", внешнее поле может привести лишь к малым (по сравнению с атомными размерами) смещениям этих частиц относительно неполяризованного состояния. Тем не менее, небольшие упругие смещения всех структурных единиц диэлектрика приводит к значительному интегральному вкладу

в изменение его свойств. Такой механизм поляризации называют упругим.

В случае слабой связи электронов, ионов или диполей в структуре диэлектриков на процессах поляризации сильно сказывается их тепловое движение, и поляризация называется тепловой или прыжковой. В газах и жидкостях слабо связаны лишь молекулы, и тепловая поляризация обусловлена дипольным механизмом. В твердых диэлектриках в тепловой поляризации могут участвовать не только диполи, но также электроны (дырки) или ионы, локализованные вблизи структурных дефектов, оставаясь локализованными, эти частицы под действием теплового движения могут перемещаться на расстояния порядка атомных. Поляризация при этих перемещениях не возникает, потому что тепловые прыжки электронов, ионов или ориентация диполей происходят хаотично и в среднем компенсируются - электрический момент макроскопического объема остается равным нулю. Однако приложенное электрическое поле приводит к асимметрии в распределении перемещающихся зарядов (или в ориентации диполей), вследствие чего и возникает электрический дипольный момент образца, т.е. его поляризация.

Энергетические барьеры между возможными локальными положениями электроны, ионы или диполи преодолевают за счет энергии теплового движения, а электрическое поле, изменяя высоту этих барьеров, приводит к накоплению большего числа заряженных слабосвязанных частиц в энергетически более благоприятных положениях. После выключения поля из-за дезориентирующего влияния теплового движения поляризация исчезает. Такой механизм поляризации, очевидно, является более медленным по сравнению с упругой поляризацией.

Наибольшее - уже макроскопическое - перемещение связанных зарядов происходит в случае миграционной

поляризации, обычной для неоднородных диэлектриков (слоистых или содержащих инородные включения). Накопление электрических зарядов на границах неоднородностей (слоев, пор, включений) приводит к объемно-зарядной поляризации. Очевидно, что величина смещения зарядов и время релаксации для миграционной поляризации максимальны.

2. Методика эксперимента

Зависимость P от E можно наблюдать на экране осциллографа или записать на диаграммной ленте двухкоординатного самописца с помощью специальной схемы, предложенной Соьером и Тауэром. Для получения такой зависимости необходимо подать на вход "У" самописца напряжение U_y , пропорциональное вектору индукции D , а на вход "Х" - напряжение U_x , пропорциональное напряженности поля E .

Схема установки приведена на рис.2.

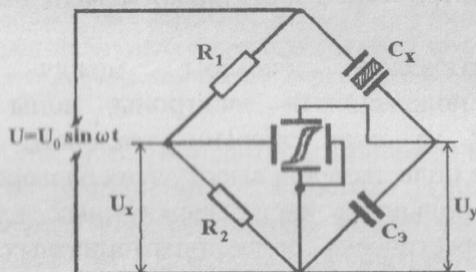


Рис. 2. Схема установки для наблюдения зависимости P от E

Напряжение $U = U_m \sin \omega t$ подается на делитель из резисторов R_1 и R_2 , а также на последовательно соединенные конденсаторы C_x и C_3 . Напряжение U_x , снимаемое с первого делителя, подается на вход "Х" двухкоординатного самописца или осциллографа, а со второго - на вход "У". Конденсатор C_x - это исследуемый образец диэлектрика, а C_3 - эталонный конденсатор из линейного диэлектрика, емкость которого значительно больше, чем C_x . Поскольку конденсаторы C_x и C_3 соединены последовательно, то заряды q на их пластинах одинаковы. Поэтому напряжение на конденсаторе C_3 равно

$$U_y = U_3 = q / C_3. \quad (11)$$

Заряд на пластине конденсатора площадью S можно записать как $q = S\sigma$, где σ - поверхностная плотность зарядов. Учитывая, что поляризация диэлектрика $P = \sigma$, получаем

$$U_y = \frac{q}{C_3} = \frac{S\sigma}{C_3} = \frac{SP}{C_3}. \quad (12)$$

Иными словами, напряжение на конденсаторе C_3 , подаваемое на вход "У", пропорционально величине вектора P .

На вход "Х" самописца (осциллографа) подается напряжение U_x , пропорциональное входному напряжению. Так как емкость конденсатора $C_3 \gg C_x$, то практически все напряжение приложено к конденсатору C_x . Это напряжение связано с напряженностью поля E соотношением

$$E = U / t, \quad (13)$$

где t - толщина образца.

На бумаге самописца, таким образом, в результате сложения двух взаимно-перпендикулярных колебаний одной частоты будет записана в соответствующем масштабе фигура

Лиссажу, представляющая собой в данном случае петлю диэлектрического гистерезиса P от E (рис. 3).

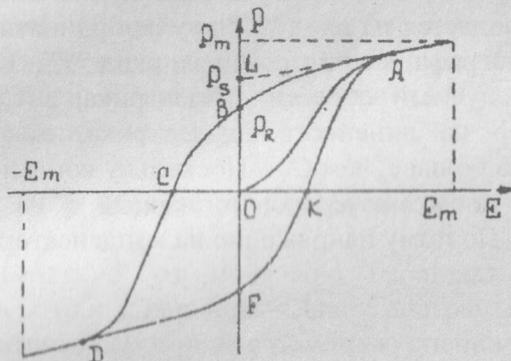


Рис. 3. Петля сегнетоэлектрического гистерезиса

3. Порядок выполнения работы

3.1. Исследуемый образец диэлектрика установить в зажиме держателя.

3.2. Включить двухкоординатный самописец и измерительную схему. Ручки регулировки усиления самописца поставить в средние положения. (Вместо двухкоординатного самописца может быть использован электронный осциллограф.)

3.3. Подобрать амплитуду напряжения, подаваемого с генератора низких частот на образец, а также усиление самописца (осциллографа) по входам "X" и "Y" таким образом, чтобы получить удобное для измерений изображение на бумаге петли гистерезиса P от E .

3.4. Для определения чувствительности самописца (осциллографа) по входам "X" и "Y" подать на вход "Y" от генератора переменное напряжение, измеряемое электронным вольтметром. Снять зависимость отклонения пера самописца

(луча осциллографа) по вертикали (в клеточках масштабной сетки или в миллиметрах) от амплитуды напряжения. При этом надо учитывать, что вольтметр показывает эффективное значение синусоидального напряжения $U_{эф} = U_m \sqrt{2}$, а на бумаге прочерчено изображение удвоенного амплитудного значения U_m . Поэтому чувствительность по вертикальной оси S_y будет определяться уравнением

$$S_y = 2U_{эф} \cdot 2 / h, \text{ [В/мм]} \quad (14)$$

где h - высота отклонения пера самописца в мм, $U_{эф}$ - напряжение в В.

Аналогично можно записать выражение для чувствительности самописца (осциллографа) по горизонтальной оси S_x

$$S_x = 2U_{эф} \cdot 2 / b, \text{ [В/мм]} \quad (15)$$

где b - длина линии по горизонтальной оси в мм при выведенном до нуля усилении по вертикальному входу самописца (осциллографа).

3.5. Записать на бумаге самописца петлю гистерезиса $P(E)$. Определить максимальное значение поляризации, измерив по петле ординату y_m в мм, соответствующую максимальной напряженности поля $E_m = U_m / t$ (где t - толщина образца) по формуле

$$P_m = C_{эт} S_y y_m / S, \text{ [Кл/см}^2\text{]} \quad (16)$$

где $C_{эт}$ - емкость эталонного конденсатора в Φ , S - площадь обкладок исследуемого образца в $см^2$.

3.6. Записать на диаграмме самописца серию петель гистерезиса $P(E)$ при различных амплитудах напряжения от

генератора для образца нелинейного диэлектрика (сегнетоэлектрика).

3.7. По вершинам петель установить зависимость максимальной поляризации P_m от величины максимальной напряженности электрического поля E_m . Построить график зависимости P_m от E_m .

3.8. Пользуясь соотношением $\epsilon_{эф} = D_m / (\epsilon_0 E_m) \cong P_m / (\epsilon_0 E_m)$, построить зависимость величины эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{эф}$ от напряженности электрического поля E_m .

3.9. Повторить измерения по п.6 - п.8 для образца линейного диэлектрика (слодяного конденсатора) и сравнить полученные результаты с данными для нелинейного диэлектрика.

4. Отчет о работе

Отчет о работе должен содержать:

4.1. Схему установки и используемые формулы.

4.2. Градуировку усилителя вертикального отклонения самописца, записи петель гистерезиса $P(E)$ для линейного и нелинейного диэлектриков.

4.3. Таблицы результатов измерений и графики $P_m(E_m)$ и $\epsilon_{эф}(E_m)$.

4.4. Оценки погрешности измерений.

5. Контрольные вопросы

5.1. По какому признаку различают линейные и нелинейные диэлектрики?

5.2. Какими параметрами характеризуют электрически поляризованный диэлектрик?

5.3. Как связаны между собой P , E и D ?

5.4. Какую связь устанавливают величины диэлектрической проницаемости ϵ и диэлектрической восприимчивости χ ?

5.5. Механизмы электрической поляризации.

5.6. Методика получения зависимости P от E по схеме Сойера-Тауэра.

5.7. Причина нелинейной зависимости $P_m(E_m)$?

5.8. Объяснить наличие максимума на кривой $\epsilon_{эф}(E_m)$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гриднев С.А. Техническая физика. Физика поляных диэлектриков / С.А. Гриднев.- Воронеж: ВГТУ, 2004. 263 с.

2. Струков Б.А. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах / Б.А. Струков, А.П. Леванюк. - М.: Наука, 1995. - 304 с.

3. Рез И.С. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике / И.С. Рез, Ю.М. Поплавко.- М.: Радио и связь, 1989. - 288 с.

4. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов / Б.М. Тареев. - М.: Энергия, 1982. - 320 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Цель работы: а) изучить уравнение пьезоэлектрического эффекта в нецентросимметричных кристаллах; б) освоить методику «резонанса-антирезонанса» и квазистатического определения пьезоэлектрических модулей; в)

снять температурную зависимость пьезомодулей d_{33} и d_{31} , определить коэффициент температурной нестабильности пьезомодулей.

Используемое оборудование и материалы: генератор Г4-18, частотомер ЧЗ-34А, вольтметры ВЗ-3 и ВЗ-48, механический вибратор, осциллограф, микровольтметр электронный, измеритель емкости, термостат, держатель, сопротивление нагрузки, переключатели, образцы пьезокерамики.

1. Теоретическое введение

При механической деформации кристаллов без центра симметрии на определенных гранях этих кристаллов возникают электрические заряды. Знак заряда зависит от типа деформации (растяжение или сжатие).

Явление возникновения электрической поляризации P в диэлектрических кристаллах под действием механических напряжений T называется *прямым пьезоэлектрическим эффектом*. Существует и обратное явление – возникновение в этих же кристаллах упругих деформаций и механических напряжений под действием внешнего электрического поля (*обратный пьезоэлектрический эффект*).

Прямой и обратный пьезоэффекты вызываются существующими в кристаллах ацентрически расположенными дипольными моментами. Направление таких диполей в решетке кристалла определяется его группой симметрии.

В соответствии с точечными группами симметрии существует 20 пьезоэлектрических классов кристаллов.

В общем случае уравнение прямого пьезоэлектрического эффекта имеет вид

$$P_i = d_{ikl} T_{kl}, \quad (1)$$

где d_{ikl} – тензор пьезоэлектрических модулей 3-го порядка.

Связь механической деформации x_{ij} с приложенным к кристаллу электрическим полем E определяется уравнением

$$x_{ij} = d_{ijk} E_k. \quad (2)$$

Матрица пьезоэлектрических модулей имеет определенный вид для каждого кристаллографического класса данной симметрии. Например, для кварца, обладающего точечной группой симметрии 32, матрица пьезоэлектрических модулей имеет вид

$$\begin{vmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{14} & -2d_{11} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

Поэтому система уравнений прямого пьезоэффекта для кварца сводится к двум уравнениям

$$P_1 = d_{11}T_1 - d_{11}T_2 + d_{14}T_4, \quad (3)$$

$$P_2 = -d_{14}T_5 - 2d_{11}T_6. \quad (4)$$

Известно, что пьезоэлектрический эффект может наблюдаться не только в монокристаллах, но и в поликристаллических веществах, в частности, в предварительно поляризованных керамических сегнетоэлектриках.

Неполяризованная керамика изотропна и, следовательно, не обладает пьезоэлектрическими свойствами. Поляризованная керамика анизотропна и принадлежит к точечной группе ∞mm , то есть обладает поворотной осью бесконечного порядка и бесконечным числом продольных плоскостей симметрии, параллельных этой оси. В системе координат, где ось X_3 совпадает с осью бесконечного порядка,

матрица пьезоэлектрических модулей поляризованной керамики имеет вид

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Пьезокерамические материалы имеют ряд преимуществ перед монокристаллами, в частности, перед кварцем: возможность изготовления пьезоэлементов сложных геометрических форм путем прессования, большой коэффициент электромеханической связи. Это позволяет, например, получить пьезокерамические фильтры с широкой полосой пропускания.

Недостатком пьезоэлектрических материалов является более низкая по сравнению с монокристаллами температурная стабильность свойств и более высокие диэлектрические потери.

Для измерения пьезоэлектрических модулей d_{ij} материалов используются различные методы: статический, квазистатический, динамический.

Определение пьезомодуля d_{33} в статическом режиме производится путем измерения величины заряда на электродах образца в момент снятия нагрузки, приложенной по оси поляризации. Из-за большой погрешности этот метод почти не применяется на практике. Чаще используются динамический (резонанса-антирезонанса) и квазистатический методы.

1.1. Метод «резонанса-антирезонанса»

Для определения пьезоэлектрических модулей в динамическом режиме необходимо измерить резонансную f_p и

антирезонансную f_a частоты пьезоэлектрического резонатора. Зная f_p и f_a , можно рассчитать пьезоэлектрический модуль d_{31} для образца в форме диска по формуле

$$d_{31} = \frac{3 \cdot 10^{-6}}{R \cdot f_p} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \cdot \Delta f}{\rho \cdot f_p}}, \left[\frac{\text{Кл}}{\text{Н}} \right], \quad (5)$$

где R – радиус диска [см]; ρ – плотность материала [г/см^3]; ϵ – диэлектрическая проницаемость; $\Delta f = f_a - f_p$ – антирезонансный промежуток [Гц].

1.2. Квазистатический метод

Значения пьезоэлектрических модулей иногда удобнее определять с помощью так называемого квазистатического метода. Удобство пользования этим методом заключается в том, что не требуется тщательной настройки на частоты резонанса и антирезонанса, что очень важно при измерениях в режиме непрерывного изменения температуры. Измерение пьезомодуля проводится методом сравнения электрических напряжений, снимаемых с исследуемого и эталонного образцов. Величина пьезомодуля d_{33} [Кл/Н] в квазистатическом режиме рассчитывается по формуле

$$d_{33} = 3 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{C \cdot V}{F}, \quad (6)$$

где C – емкостная нагрузка, состоящая из емкости образца, емкости нагрузки и паразитной емкости монтажа [Φ]; V – напряжение на емкостной нагрузке [В]; F – амплитуда силы, развиваемой вибратором [Н].

Согласно (6) выражение для пьезомодуля эталонного образца $d_{33\text{эт}}$ можно записать следующим образом:

$$d_{33} = 3 \cdot 10^{-13} \frac{C_{эт} + C_1}{F} \cdot V_{эт}, \quad (7)$$

где $C_{эт}$ – емкость эталонного образца [Φ]; C_1 – суммарная емкость монтажа и нагрузки [Φ]; $V_{эт}$ – напряжение на емкостной нагрузке от эталонного образца [B].

Тогда из формулы (7) значение силы F будет равно

$$F = \frac{3 \cdot 10^{-13} (C_{эм} + C_1) \cdot V_{эм}}{d_{33эм}}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6), получаем значение пьезомодуля исследуемого образца в следующем виде:

$$d_{33x} = d_{33эт} \frac{(C_{эт} + C_1) V_x}{(C_x + C_1) V_{эт}}, \quad (9)$$

где d_{33x} – пьезомодуль исследуемого образца [$Kл/Н$]; C_x – емкость исследуемого образца [Φ]; V_x – напряжение на исследуемом образце [B].

При $C_x \ll C_1$ и $C_{эт} \ll C$ можно применять приближенную формулу:

$$d_{33x} = d_{33эт} \frac{V_x}{V_{эт}}. \quad (10)$$

2. Описание экспериментальных установок

Схема установки для определения пьезомодулей методом «резонанса-антирезонанса» приведена на рис. 1.

От генератора стандартных сигналов 1 напряжение подается на резистор 3 и на образец 4 с серебряными электродами. При частоте задающего генератора, равной собственной частоте

образца, сопротивление последнего становится минимальным и через него течет большой ток. Такой же ток течет через резистор 5, включенный последовательно с образцом 4, резко увеличивается падение напряжения на резисторе 5, которое измеряется ламповым вольтметром 6. При антирезонансной частоте сопротивление кристалла увеличивается, и напряжение на вольтметре падает. Измерение частот резонанса и антирезонанса осуществляется электронно-счетным частотомером 2.

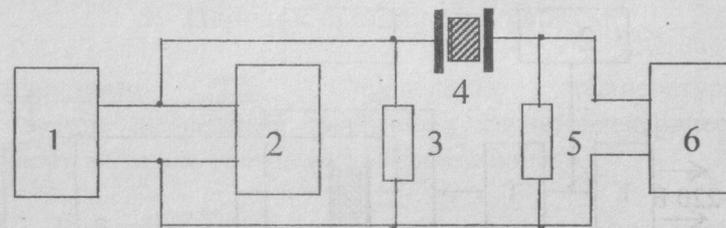


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения пьезомодулей d_{31} и d_{33} методом «резонанса-антирезонанса»; 1 – генератор Г4-18, 2 – электронно-счетный частотомер ЧЗ-34А, 3 – согласующее сопротивление, 4 – образец, 5 – сопротивление нагрузки, 6 – вольтметр ВЗ-48

Образец при измерениях помещается в термостат с держателем, снабженным пружинящими электродами. Держатель должен обеспечивать точечный контакт в центре резонатора (образца) с точностью $\pm 0,1$ мм, соосность электродов, емкость между выводами не более 10 пФ и усилие прижима не более 200 ± 10 г.

Схема установки для измерения пьезомодуля d_{33} в квазистатическом режиме приведена на рис. 2.

Измерение пьезомодуля на данной установке производится методом сравнения электрического напряжения, развиваемого исследуемым образцом, с напряжением на эталонном образце под действием переменной механической

силы с частотой 40 ± 5 Гц, создаваемой механическим вибратором 3.

Частота, на которой производится измерение пьезомодуля, определяется числом оборотов вала электродвигателя механического вибратора 3, которое зависит от напряжения, подаваемого на двигатель, и регулируется с помощью автотрансформатора 1. Напряжение питания двигателя контролируется вольтметром 2.

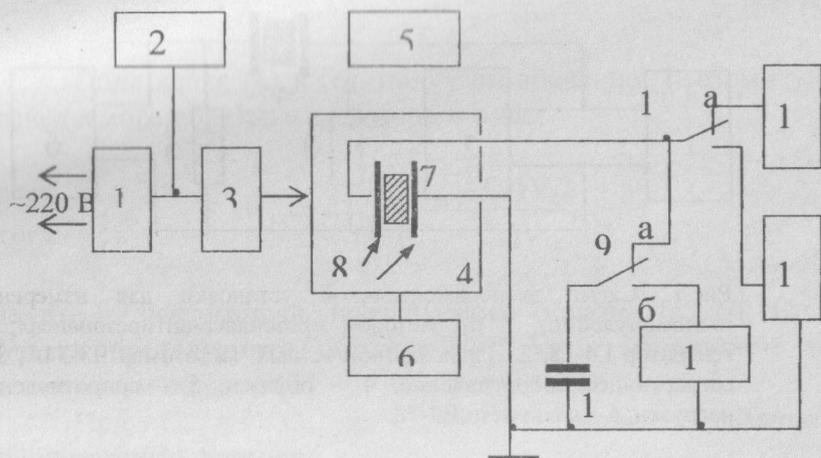


Рис. 2. Схема установки для измерения пьезомодуля в квазистатическом режиме: 1 - автотрансформатор; 2 - вольтметр; 3 - механический вибратор; 4 - термостат; 5 - микровольтметр электронный; 6 - терморегулятор; 7 - образец; 8 - держатель; 9 - переключатель; 10 - емкостная нагрузка; 11 - измеритель емкости; 12 - переключатель; 13 - вольтметр ВЗ-3; 14 - осциллограф

Электромеханический вибратор 3 состоит из электродвигателя с эксцентриком на валу и штока, с помощью которого переменная механическая сила F через пружину передается на образец 7, помещаемый в держатель 8. Держатель расположен в термостате 4. Упругий элемент механического

вибратора вынесен из зоны нагрева, что позволяет проводить измерения пьезомодуля d_{33} в диапазоне температур $20 - 600$ °С.

Температура в рабочем объеме термостата измеряется с помощью хромель-алюмелевой термопары с погрешностью $\pm 0,5$ °С. Регулируется температура терморегулятором типа ВРТ-2-У1. Измерения проводятся на образцах с максимальным диаметром 15 мм и толщиной 2 мм.

3. Порядок выполнения работы

Упражнение 3.1. Определение температурных зависимостей пьезомодуля различных сегнетоэлектрических материалов методом «резонанса-антирезонанса».

3.1.1. Включить в сеть генератор, ламповый вольтметр и частотомер и дать им прогреться в течение 30 мин.

3.1.2. Образцы пьезокерамики, промытые спиртом (ацетоном, бензином), зажать в держателе. Обратит особое внимание на центровку образцов в зажимах держателя.

3.1.3. Плавным изменением частоты генератора (ручка «частота») найти положение наибольшего отклонения стрелки лампового вольтметра. Этому положению соответствует резонансная частота f_p , которая регистрируется электронно-счетным частотомером. Увеличивая частоту генератора, найти положение наименьшего отклонения стрелки вольтметра, которому соответствует антирезонансная частота f_a , также измеряемая частотомером. Аналогично провести измерения f_p и f_a для всех остальных образцов.

3.1.4. Включить нагреватель термостата и терморегулятор и провести измерения f_p и f_a образцов в интервале температур от комнатной до 200 °С. Измерения проводить со стабилизацией температуры через $10 - 12$ °С.

3.1.5. Рассчитать по формуле (5) значение пьезомодуля d_{31} исследуемых материалов при различных температурах. Построить температурные зависимости и определить температурную нестабильность δ пьезомодуля d_{31} исследуемых материалов в интервале температур 20 – 200 °С по формуле

$$\delta = \frac{d_{31\max} - d_{31\min}}{d_{31\min}} \quad (11)$$

3.1.6. Сравнить температурную нестабильность пьезомодуля различных сегнетокерамик

Упражнение 3.2. Исследование пьезомодуля d_{33} квазистатическим методом.

3.2.1. Эталонный образец с известной величиной пьезомодуля поместить в держатель установки, блок-схема которой приведена на рис. 2. Поставить переключатель 9 в положение “а”, подключив емкостную нагрузку 10.

3.2.2. Переключатель 12 перевести в положение “б”, подключив к образцу осциллограф (14) и, подавая напряжение на двигатель вибратора 3 автотрансформатором I, довести частоту до ~ 40 Гц. Записать показания вольтметра 2 и в дальнейшем поддерживать напряжение питания двигателя постоянным.

3.2.3. Поставить переключатель 12 в положение “а”, подключив вольтметр 13 и определить значение напряжения, снимаемого с эталонного образца ($V_{\text{эт}}$).

3.2.4. Перевести переключатель 9 в положение “б” и измерить с помощью моста 11 значение ёмкости $C_{\text{эт}}$. Измерение ёмкости производить на частоте 1 кГц ± 200 Гц с погрешностью не более ± 3 %. Напряжение на выходе измерительного моста не должно быть больше 80В.

3.2.5. Повторить процесс измерения по п. 3.2.1- 3.2.4, используя вместо эталонного образца исследуемый образец пьезокерамики, и записать значения V_x и C_x .

3.2.6. Вычислить пьезомодуль d_{33} исследуемого образца по формуле (10).

3.2.7. Провести измерения пьезомодуля d_{33} в интервале температур 20-200 °С (перед началом каждого цикла измерения необходимая температура устанавливается задатчиком 6 регулятора ВРТ-2). Термопарой 5 контролируется момент достижения рабочим объемом заданной температуры. В режиме стабилизации температуры образец выдерживается не менее 5 мин. После чего проводятся измерения по пп. 3.2.5 и 3.2.6.

3.2.8. Построить температурную зависимость d_{33} и определить коэффициент температурной нестабильности пьезомодуля d_{33} в интервале температур 20-200 °С.

3.2.9. Сравнить температурную нестабильность пьезомодулей d_{31} и d_{33} , определённых различными методами.

4. Контрольные вопросы

4.1. В чем заключается явление прямого и обратного пьезоэффекта?

4.2. Пояснить суть метода “резонанса – антирезонанса” и квазистатического метода определения пьезомодулей.

4.3. Как определяются пьезомодули d_{31} и d_{33} в динамическом и квазистатическом режимах?

4.4. Что такое коэффициент электромеханической связи?

4.5. Каким должен быть температурный ход пьезомодулей вблизи точки Кюри согласно термодинамике?

4.6. Как оцениваются погрешности измерения?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гриднев С.А. Физика пьезоэлектрических кристаллов / С.А. Гриднев - Воронеж: ВГТУ, 2001. - 122 с.
2. Физика сегнетоэлектрических явлений / Г. А. Смоленский, В.А. Боков и др. Л.: Наука, 1985. - 396 с.
3. Най Дж. Физические свойства кристаллов / Дж. Най Л.: Мир, 1967. - 385 с.
4. Смажевская Е.Г. Пьезоэлектрическая керамика / Е.Г. Смажевская, Н.Б.Фельдман М.: Сов. Радио, 1971. - 199 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ИЗУЧЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ДЕБАЕВСКОГО ТИПА В ДИЭЛЕКТРИКАХ

Цель работы: а) изучить механизм диэлектрических потерь при тепловой поляризации; б) экспериментально исследовать особенности релаксационных процессов при изменении частоты измерительного поля и температуры.

Используемое оборудование и материалы: измеритель импеданса типа Е7-20, вольтметр электронный типа В7-21, термостат, держатель, образцы.

1. Теоретическое введение

Обусловленная тепловым движением частиц поляризация P устанавливается со временем t не сразу, а сравнительно медленно

$$P(t) = n_0 \alpha_1 E_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (1)$$

где α_1 - поляризуемость при тепловой поляризации; n_0 - концентрация участвующих в поляризации частиц; E_0 - напряженность электрического поля; τ - время релаксации.

Время релаксации при нормальных условиях обычно находится в пределах $10^{-3} - 10^{-10}$ с. Оно сильно зависит от температуры, подчиняясь следующему уравнению

$$\tau = \frac{1}{2\nu} \exp\left(\frac{u}{kT}\right), \quad (2)$$

где u - потенциальный барьер, преодолеваемый частицами при тепловых прыжках; ν - частота попыток преодоления барьера; k - постоянная Больцмана.

Проведя вычисления методом интеграла Дюамеля, нетрудно получить, что ток будет содержать как реактивную, так и активную компоненты:

$$j = j_a + j_r = \left(\frac{2\omega^2\tau}{1 + \omega^2\tau^2} + i \frac{g\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \right) \cdot E_0 e^{i\omega t}, \quad (3)$$

Реактивная составляющая плотности тока характеризует вклад процессов медленной поляризации в комплексную диэлектрическую проницаемость:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega). \quad (4)$$

Для действительной части диэлектрической проницаемости из (3) получаем

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (5)$$

где $\epsilon_{ст}$ – диэлектрическая проницаемость для статического случая ($\omega = 0$); ϵ_{∞} – диэлектрическая проницаемость, обусловленная быстрыми процессами поляризации.

Известно, что $\text{tg}\delta$ характеризуется отношением активного тока к реактивному току

$$\text{tg}\delta = \frac{j_a}{j_r + j_{\infty}} \quad (6)$$

Здесь j_a и j_r определяются соотношением (3), а j_{∞} характеризует плотность реактивного тока, обусловленного быстрыми процессами поляризации:

$$j_{\infty} = \omega \epsilon_{\infty} \epsilon_0 E, \quad (7)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная.

Используя обозначения $\epsilon_{ст}$ и ϵ_{∞} , получаем

$$\text{tg}\delta = \frac{(\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty})\omega\tau}{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}\omega^2\tau^2} \quad (8)$$

$$\epsilon''(\omega) = (\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty})\omega\tau / (1 + \omega^2\tau^2). \quad (9)$$

Выражения (5) для $\epsilon'(\omega)$ и (9) для $\epsilon''(\omega)$ позволяют получить общую формулу, известную в литературе как *дисперсионная формула Дебая*

$$\epsilon^* = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau}. \quad (10)$$

На рис.1 представлены частотные зависимости ϵ' , ϵ'' и $\text{tg}\delta$, построенные согласно выражениям (5), (8) и (9).

Из формулы (5) следует, что $\epsilon' \rightarrow \epsilon_{ст}$ на низких частотах, когда $\omega \rightarrow 0$, и $\epsilon' \rightarrow \epsilon_{\infty}$ на высоких ($\omega \rightarrow \infty$) частотах. Нетрудно убедиться, что $\epsilon' = (\epsilon_{ст} + \epsilon_{\infty})/2$ на частоте $\omega_m = 1/\tau$ (рис.1,а).

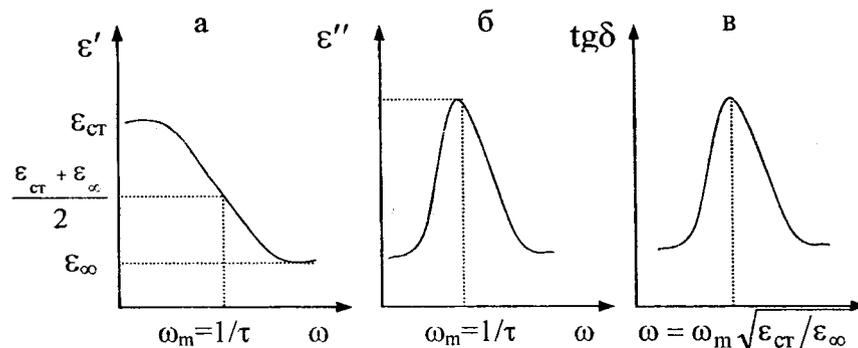


Рис. 1. Дисперсия ϵ при тепловом механизме поляризации

Из формулы (9) следует, что $\epsilon'' \rightarrow 0$ как на низких (когда $\omega \rightarrow 0$), так и на высоких ($\omega \rightarrow \infty$) частотах. Нетрудно убедиться, что $\epsilon''(\omega)$ проходит через максимум на частоте $\omega = 1/\tau$ (рис.1,б).

Частотная зависимость $\text{tg}\delta$ также характеризуется максимумом в области релаксационной дисперсии ϵ (рис.1, в). Исследовав выражение (8) на экстремум, получаем выражение для максимума тангенса угла диэлектрических потерь, наблюдаемого при $\omega = \omega_m^*$

$$\text{tg}\delta_m = (\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}) / 2\sqrt{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}; \quad (11)$$

$$\omega_m^* = (1/\tau)\sqrt{\epsilon_{ст}/\epsilon_{\infty}}. \quad (12)$$

Видно, что максимум $\text{tg}\delta$ наблюдается на частоте, в $\sqrt{\epsilon_{ст}/\epsilon_{\infty}}$ раз большей, чем максимум ϵ'' , причем величина $\text{tg}\delta_m$ зависит только от величин $\epsilon_{ст}$ и ϵ_{∞} .

Поскольку частотные исследования диэлектрической проницаемости диэлектриков более трудоемки по сравнению с температурными измерениями, то обычно измеряют

температурные зависимости ϵ' , ϵ'' и $\text{tg}\delta$ при постоянной частоте.

Выполнив анализ формул (5), (8) и (9), можно убедиться, что температурные зависимости ϵ при тепловой поляризации характеризуется несимметричным максимумом на кривой $\epsilon'(T)$ и почти симметричным максимумом на кривой $\epsilon''(T)$. Эти максимумы наблюдаются в тех случаях, когда $\omega\tau = 1$. На зависимости $\text{tg}\delta(T)$ также наблюдается максимум, когда $\omega\tau = \sqrt{\epsilon_{ст}/\epsilon_{\infty}}$. Поскольку с ростом температуры τ уменьшается, то при увеличении ω максимумы ϵ' , ϵ'' и $\text{tg}\delta$ сдвигаются в сторону более высоких температур (рис.2).

Экспериментальное исследование зависимостей $\epsilon'(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$ на нескольких фиксированных частотах позволяет определять высоту потенциального барьера u , преодолеваемого частицами в процессе установления тепловой поляризации. Для расчета u нужно определить температуры T_1 и T_2 на частотах ω_1 и ω_2 , где имеют место максимумы $\text{tg}\delta$. Эти максимумы наблюдаются при условии

$$\omega_1\tau_1 = \omega_2\tau_2. \quad (13)$$

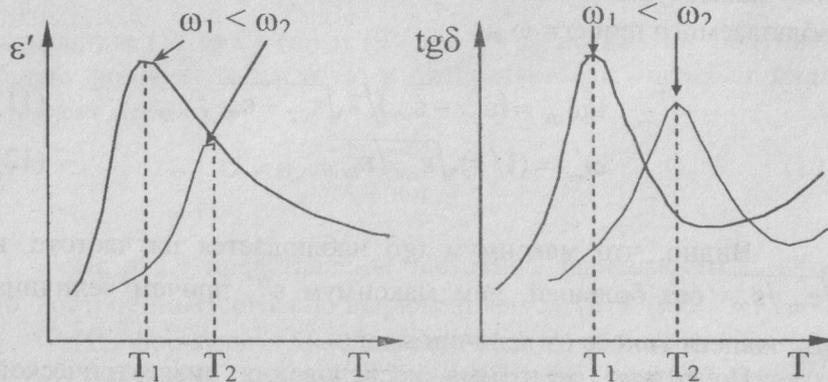


Рис. 2. Температурные зависимости ϵ' и $\text{tg}\delta$ на различных частотах

Подставляя в это равенство значения τ_1 и τ_2 согласно (2), получаем

$$\frac{\exp(u/kT_1)}{\exp(u/kT_2)} = \frac{\omega_1}{\omega_2}, \quad (14)$$

откуда для u имеем следующее выражение:

$$u = \frac{kT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1}. \quad (15)$$

Дисперсионная формула Дебая (10), описывающая релаксационный спектр дисперсии ϵ , в прямоугольных координатах $\epsilon' = f(\epsilon'')$ представляет собой уравнение окружности. Соответствующий график (рис.3) получил название диаграммы Коул-Коула, уравнение которой для одного вида релаксации имеет вид

$$(\epsilon' - \epsilon'_{ц})^2 + (\epsilon'')^2 = R^2, \quad (16)$$

где R - радиус окружности; $\epsilon'_{ц}$ - диэлектрическая проницаемость, соответствующая центру окружности.

$$\epsilon_{ц} = \epsilon_{\infty} + 1/2(\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}). \quad (17)$$

Однако во многих случаях эксперимент свидетельствует о том, что спектр дисперсии ϵ размыт и экспериментальные точки ложатся на дугу окружности, центр которой расположен ниже оси ϵ' (рис.3,б). Это может означать, что в диэлектриках имеется набор релаксирующих частиц с различными τ .

В этом случае дисперсию ϵ описывают эмпирическим

уравнением
$$\left(\frac{\epsilon^* - \epsilon_{\infty}}{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}} \right)^{-1} = 1 + (i\omega\tau_0)^{1-\alpha}, \quad (18)$$

где τ_0 - среднее время релаксации; α - параметр распределения времен релаксации.

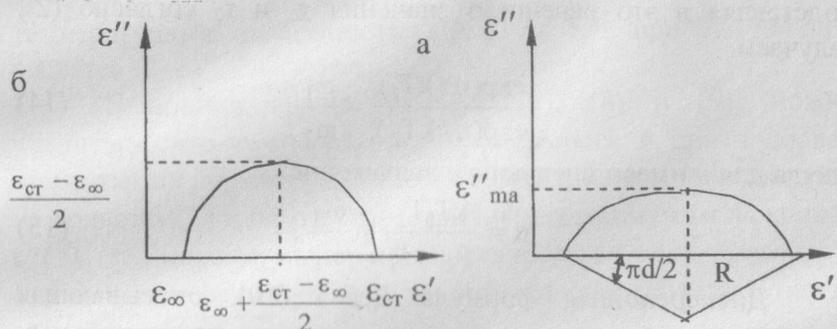


Рис. 3. Диаграммы Коула-Коула для дебаевской дисперсии (а) и размытого дисперсионного спектра (б)

Недостатком уравнения (18) является то обстоятельство, что оно не было получено из какой-либо физической модели, предполагающей тот или иной вид распределения релаксаторов по τ . Тем не менее, оно широко используется на практике, т.к. позволяет контролировать правильность экспериментальных данных. Кроме того, дуга окружности позволяет экстраполировать значения ϵ' и ϵ'' в ту область частот, в которой измерения выполнить затруднительно.

2. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки для измерения ϵ' и $\text{tg}\delta$ диэлектриков мостовым методом показана на рис. 4.

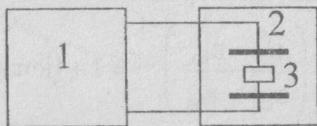


Рис. 4. Схема установки: 1- измеритель импеданса, 2- термостат, 3- образец

Измерение диэлектрических свойств лабораторных образцов 3 помещенных в термостат 2 с держателем, обеспечивающим надежные контакты электродов образца с измерительной схемой, проводят с использованием стандартного измерителя импеданса. Ряд последовательных измерений ϵ' и $\text{tg}\delta$ на разных частотах в области дисперсии ϵ при постоянной температуре позволяет построить диаграмму Коула-Коула, т.е. зависимость $\epsilon' = f(\epsilon'')$, при этом значения ϵ'' рассчитывают из соотношения $\epsilon'' = \epsilon' \cdot \text{tg}\delta$.

3. Порядок выполнения работы

3.1. По техническому описанию измерителя полного импеданса изучить принцип его действия и порядок работы.

3.2. Включить измерительные приборы в сеть ~ 220 В и дать им прогреться в течение 20 мин.

3.3. Собрать схему согласно рис.4.

3.4. Закрепить образец в держателе и поместить в термостат.

3.5. При комнатной температуре произвести измерения ϵ' и $\text{tg}\delta$ на частотах указанных преподавателем.

3.6. По полученным экспериментальным данным построить зависимости $\epsilon'' = f_1(\omega)$, $\epsilon'' = f_2(\omega)$, $\text{tg}\delta = f_3(\omega)$ и $\epsilon'' = f_4(\epsilon')$. Объяснить результаты.

3.7. Снять температурные зависимости ϵ' и $\text{tg}\delta$ при двух частотах измерительного поля, отличающихся друг от друга не менее чем на порядок.

3.8. Построить графики $\epsilon'(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$ для двух разных частот и затем по формуле (15) оценить высоту потенциального барьера u .

4. Контрольные вопросы

4.1. Что такое диэлектрические потери? Почему их определяют на переменном токе?

4.2. Какие макроскопические характеристики используются для количественного описания диэлектрических потерь?

4.3. В чем суть ионной тепловой поляризации?

4.4. По какому закону изменяется время релаксации τ с температурой?

4.5. Что называется дебаевской релаксацией? Каков характер зависимости ϵ' , ϵ'' и $\operatorname{tg}\delta$ от частоты?

4.6. Условие наблюдения пиков ϵ'' и $\operatorname{tg}\delta$ при дебаевской релаксации.

4.7. Как изменится положение пика ϵ'' на частотной шкале при изменении температуры?

4.8. При каких условиях справедлива дисперсионная формула Дебая?

4.9. Что представляет собой диаграмма Коул-Коула? Изобразить диаграммы Коул-Коула для случая одного и двух времен релаксации.

4.10. Что можно определить из диаграмм Коул-Коула?

4.11. Уравнение Коул-Коула. Какой вид имеет диаграмма $\epsilon'(\epsilon)$, соответствующая этому уравнению?

4.12. Как определить параметр α из диаграммы Коул-Коула? В каких пределах он может изменяться?

4.13. Недостаток уравнения Коул-Коула.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков / Ю.М. Поплавко. Киев: Вища школа, 1980. с. 213-243.
2. Пасынков В.В. Материалы электронной техники / В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. М.: Высшая школа, 1986. с. 182-211.
3. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов / Б.М. Тареев. М.: Энергия, 1982. с. 205-242.

4. Иванов В.В. Физика диэлектриков / В.В. Иванов. Калинин: КГУ, 1981. С. 54-79.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ

Цель работы: а) изучить параллельную и последовательную схему замещения диэлектрика с потерями; б) экспериментально исследовать особенности температурной зависимости диэлектрических потерь, обусловленных электропроводностью.

Используемое оборудование и материалы: емкостной мост Е7-12, цифровой вольтметр В7-23, термостат, держатель образца, образец диэлектрика.

1. Теоретическое введение

Диэлектрическими потерями называют ту часть электрической энергии, которая превращается в диэлектрике в теплоту. Теплота может выделяться как в постоянном электрическом поле (что приводит, как правило, к незначительному разогреву диэлектрика), так и под действием переменного электрического поля (в этом случае диэлектрик разогревается значительно сильнее, чем под действием такого же постоянного поля).

При постоянном электрическом напряжении в диэлектрике вследствие проводимости (хотя и незначительной в диэлектриках) существует сквозной ток, приводящий к выделению джоулевой теплоты. Часть потерь, обусловленную сквозным током, часто называют *омическими потерями*.

В переменном электрическом поле потери обусловлены смещением связанных зарядов (или с процессом установления поляризации); такие потери и представляют собой диэлектрические потери.

Диэлектрические потери являются одним из основных параметров диэлектрика. Величина потерь, а также их зависимость от частоты электрического поля и температуры диэлектрика свидетельствуют о тех или иных особенностях механизма поляризации. Для количественного описания диэлектрических потерь приняты различные макроскопические характеристики. В качестве одной из таких характеристик наиболее часто используют тангенс угла диэлектрических потерь $tg\delta$, который равен отношению активной составляющей плотности тока через диэлектрик к реактивной составляющей

$$tg\delta = \frac{j_a}{j_r}, \quad (1)$$

где δ - угол диэлектрических потерь (рис.1). Реактивная составляющая плотности электрического тока j_r характеризует ток смещения, обусловленный поляризацией; j_r опережает по фазе напряженность электрического поля E на угол $\pi/2$. Активная составляющая плотности электрического тока j_a изменяется синфазно с E и характеризует как электропроводность диэлектрика, так и потери при поляризационных процессах.

При учете введенной величины $tg\delta$ выражение для активной мощности для изотропного диэлектрика можно записать как

$$P = UI_a = UI_r tg\delta. \quad (2)$$

Следовательно, $tg\delta$ характеризует рассеяние энергии в диэлектрике.

В электронных схемах диэлектрик часто используется в качестве электрического конденсатора. Диэлектрические потери приводят к тому, что реальный диэлектрический элемент не может быть описан только одним параметром, например, емкостью конденсатора C , потому что величина C может зависеть от частоты электрического поля ω .

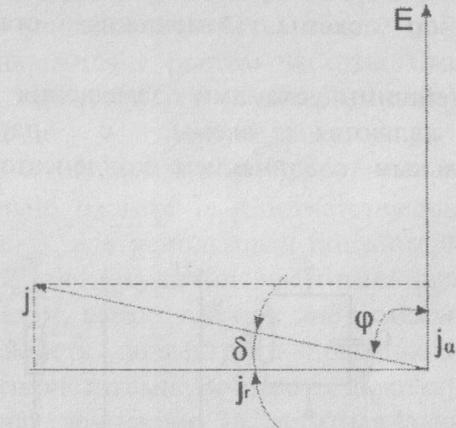


Рис. 1. Векторная диаграмма токов в диэлектрике

Тем не менее, при расчетах электронных схем желательно использовать «идеальные» параметры R , C и L , не содержащие «паразитных» связей и не изменяющиеся с частотой. С этой целью диэлектрик с потерями представляют с помощью различных эквивалентных схем, состоящих из набора «идеальных» конденсаторов, резисторов, индуктивностей (если диэлектрик является «активным» элементом схемы, например, электромеханическим преобразователем, то эквивалентная схема может также содержать генераторы тока или генераторы напряжения). При этом резисторы в эквивалентной схеме имитируют диэлектрические потери, конденсаторы характеризуют токи смещения, а индуктивности вводят для описания резонансных

явлений, связанных с особенностями поляризации. Такая схема замещения реального диэлектрика идеальными элементами может адекватно представлять данный диэлектрик только при условии совпадения частотных характеристик. При фиксированной частоте ω можно выбрать несколько разных схем замещения диэлектрика с потерями. Но в диапазоне частот выбор схемы замещения становится более определенным.

Простейшими схемами замещения диэлектрика с потерями являются схемы с параллельным и последовательным соединением конденсатора и резистора (рис. 2).

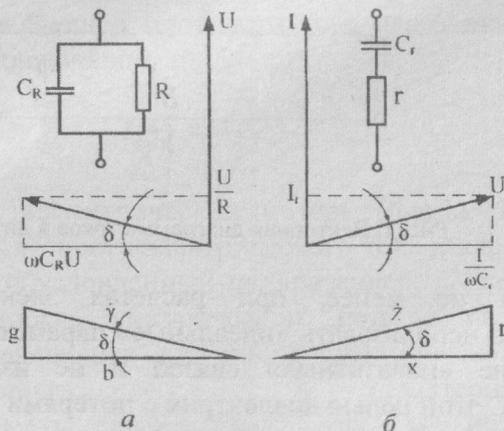


Рис. 2. Параллельная (а) и последовательная (б) схемы замещения диэлектрика с потерями

В случае параллельной схемы замещения:

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{\frac{U}{R}}{\omega C_R U} = \frac{1}{\omega C_R R} \quad (3)$$

В случае последовательной схемы замещения:

$$tg\delta = \frac{U_a}{U_r} = \frac{I_r}{I} = \omega C_T r \quad (4)$$

Следует обратить внимание на то, что параллельная схема замещения описывает свойства такого диэлектрика, в котором $tg\delta$ уменьшается с ростом частоты. Очевидно, что этот случай характеризует потери, обусловленные электропроводностью диэлектрика. Напротив, последовательная схема замещения приводит к возрастанию $tg\delta$ пропорционально частоте ω . Соответствующие графики приведены на рис. 3, где использован полулогарифмический масштаб, обычный для изображения частотных характеристик.

Таким образом, выбор той или иной схемы замещения при описании свойств диэлектрика предопределяется его частотными характеристиками. Во многих диэлектриках имеет место более сложная, чем на рис. 3, частотная зависимость $tg\delta$. Усложняя схему замещения путем комбинации различных соединений C и R можно получить практически полное совпадение характеристики схемы замещения и реально наблюдаемой зависимости $tg\delta(\omega)$. Например, на рис. 3, б показаны простые комбинации R и C , позволяющие описать минимум и максимум частотной характеристики $tg\delta$.

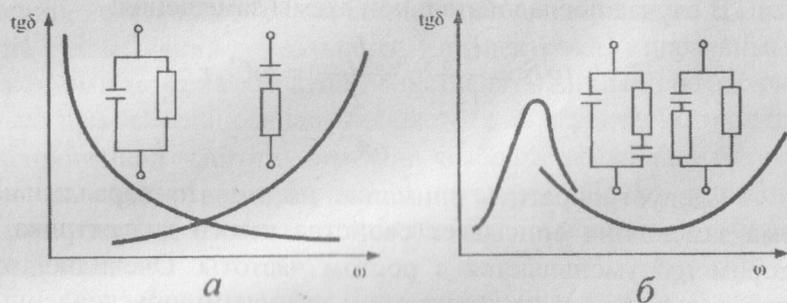


Рис. 3. Частотная зависимость $\text{tg}\delta$ для различных схем замещения диэлектрика с потерями

Одним из механизмов превращения электрической энергии в тепловую в диэлектриках является проводимость (электропроводность). Экспериментальным подтверждением существования значительного вклада проводимости в диэлектрические потери является: 1) сильное возрастание $\text{tg}\delta$ с ростом температуры; 2) уменьшение $\text{tg}\delta$ с увеличением частоты электрического поля.

Так как диэлектрики имеют большую величину запрещенной зоны (>2 эВ), то в области комнатной и более низких температур концентрация свободных носителей заряда в них мала и собственная проводимость, обусловленная образованием пары электрон-дырка, ничтожна. Собственная проводимость может стать заметной лишь в диэлектриках с узкой шириной запрещенной зоны при повышенных температурах. Как правило, свободные носители заряда в диэлектриках могут появиться в результате термической активации носителей с примесных уровней при наличии в диэлектриках примесей. В зависимости от вида примеси такие диэлектрики могут иметь либо электронный (n -типа) либо дырочный (p -типа) тип проводимости.

Помимо проводимости, связанной с образованием свободных электронов и дырок, в диэлектриках может

существовать и другой механизм переноса заряда, получивший название *поляронного*. Поляронная проводимость имеет место в результате возникновения сильной связи электронов или дырок с кристаллической решеткой. При низкой концентрации свободных носителей заряда в диэлектрике может существовать электрическое поле, приводящее к смещению связанных зарядов (появлению поляризации). В ряде случаев электроны проводимости поляризуют своим полем окружающую их область диэлектрика и локализуются в ней. Эта область искаженной решетки вместе с находящимся в ней электроном (или дыркой), вызвавшим искажение, и называется поляроном. Под действием электрического поля электрон перемещается вместе с поляризованной областью, т.е. имеет место движение полярона. Подвижность носителей заряда в диэлектриках при поляронном механизме проводимости в тысячи раз меньше подвижности электронов и дырок в полупроводниках. В зависимости от силы электрон-фононного взаимодействия, приводящего к образованию полярона, различают поляроны большого радиуса и поляроны малого радиуса.

В некоторых диэлектриках доминирующей является ионная проводимость, при которой ток переносится положительными (катионы) или отрицательными (анионы) ионами. При этом в постоянном электрическом поле осуществляется не только перенос заряда, но и перенос вещества. Часто при низких температурах ионная проводимость диэлектрика обусловлена примесями (примесная ионная проводимость), а при высоких связана с перемещением основных ионов вещества (собственная ионная проводимость).

Экспериментально установлено, что для большинства диэлектриков температурная зависимость удельной проводимости σ подчиняется выражению

$$\sigma = A \cdot \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right), \quad (5)$$

где A – предэкспоненциальный множитель, k – постоянная Больцмана, T – температура и E_0 – энергия активации проводимости. В зависимости от конкретного механизма проводимости энергия E_0 имеет различный физический смысл: это ширина запрещенной зоны в случае собственной проводимости, обусловленной образованием пары электрон-дырка; высота энергетического барьера, преодолеваемого ионом в случае ионной проводимости и т.д.

Определить вклад проводимости в диэлектрические потери можно следующим образом. В слабых электрических полях для плотности активного тока в диэлектриках выполняется закон Ома

$$j_a = \sigma E. \quad (6)$$

В предположении, что рассматриваемый диэлектрик представляет собой плоский конденсатор с площадью электродов S и толщиной d , плотность реактивного тока вычисляется как

$$j_r = \frac{I}{S} = \frac{\omega CU}{S}, \quad (7)$$

Так как $U = Ed$ и $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$, то

$$j_r = \omega\epsilon\epsilon_0 E. \quad (8)$$

Окончательно тангенс угла диэлектрических потерь определяется

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{j_a}{j_r} = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0\omega}. \quad (9)$$

Таким образом, если диэлектрические потери обусловлены в основном проводимостью, то температурная

зависимость $\operatorname{tg}\delta$ определяется температурной зависимостью удельной проводимости диэлектрика, т.е. в соответствии с выражением (5) с ростом температуры $\operatorname{tg}\delta$ должен экспоненциально возрастать.

2. Порядок выполнения работы

2.1. Изучить технические описания используемых в работе приборов.

2.2. Измерить площади электродов и толщину исследуемого образца.

2.3. Установить в держателе исследуемый образец и поместить держатель в термостат.

2.4. При комнатной температуре изучить частотную зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$.

2.5. При фиксированной частоте в режиме непрерывного нагрева снять температурную зависимость тангенса угла диэлектрических потерь и емкости образца. Максимальная температура нагрева выбирается преподавателем, исходя из физических свойств исследуемого образца.

2.6. При максимальной температуре нагрева изучить частотную зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$.

2.7. Построить зависимости $\operatorname{tg}\delta = f(\omega)$ и при комнатной температуре и максимальной температуре нагрева.

2.8. Построить зависимости $\operatorname{tg}\delta = f(T)$.

2.9. Используя температурную зависимость емкости образца, по формуле плоского конденсатора рассчитать и построить температурную зависимость диэлектрической проницаемости. Рассчитать температурную зависимость проводимости σ образца по формуле (9).

2.10. Построить зависимости $\ln(\operatorname{tg}\delta) = f(1/T)$ и $\ln\sigma = f(1/T)$. Оценить энергию активации проводимости.

3. Контрольные вопросы

3.1. Что такое диэлектрические потери? Какими параметрами они характеризуются?

3.2. Параллельная и последовательная схемы замещения диэлектрика с потерями.

3.3. Механизмы электропроводности диэлектриков.

3.4. Диэлектрические потери, обусловленные проводимостью.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков / И.С. Желудев М.: Наука, 1968. 463 с.
2. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков / Ю.М. Поплавко Киев: Вища школа, 1980. 398 с.
3. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов / Б.М. Тареев М.: Энергия, 1982. 318 с.
4. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков / П.Т. Орешкин М.: Высшая школа, 1977. 448 с.
5. Рез И.С. Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике / И.С. Рез, Ю.М. Поплавко М.: Радио и связь, 1982. 288с.
6. Павлов П.В., Физика твердого тела / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов М.: Высшая школа, 1985. 384 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДИЭЛЕКТРИКАХ

Цель работы: а) изучить способы определения рода фазового перехода в твердых телах; б) ознакомиться с методом обратного крутильного маятника для

измерения внутреннего трения; в) освоить методику расчета величины скачка спонтанной деформации при фазовом переходе.

Используемое оборудование и материалы: установка для измерения внутреннего трения и модуля сдвига в герцевом диапазоне частот, электронно-счетный частотомер, осциллограф электронный, образцы диэлектрических материалов, соединительные провода и кабели.

1. Теоретическое введение

1.1. Фазовые переходы в твердых телах

Фаза – это физически однородное тело, являющееся частью гетерогенной системы и отделенное от других частей поверхностью раздела.

Переходы вещества из одной фазы в другую при изменении состояния системы называются *фазовыми переходами*, или *фазовыми превращениями*.

Фазовые переходы (ФП) в твердых телах можно разделить на следующие группы:

а) электронные – ФП, при которых изменяется электронная подсистема (диэлектрик-полупроводник, полупроводник-металл, металл-диэлектрик);

б) магнитные – ФП, при которых изменяется спиновая подсистема;

в) структурные – ФП, при которых происходит изменение структуры и симметрии (по крайней мере, пространственной);

г) изоморфные – ФП, при которых происходит изменение структуры без изменения симметрии;

д) морфотропные – ФП, которые происходят при изменении состава твердого раствора.

В свою очередь структурные ФП можно разделить на две группы:

1. *Реконструктивные* ФП, при которых происходит резкая перестройка структуры, как правило, в одну сторону, с нарушением сплошности.

2. *Дисторсионные* ФП, при которых происходит смещение атомов на доли элементарной ячейки, т.е. очень малое искажение структуры.

В окрестности структурного фазового перехода практически все физические свойства кристаллов ведут себя аномально [1].

В частности, при ФП испытывают скачкообразное изменение (терпят разрыв) многие термодинамические параметры: теплоемкость, энтропия, удельный объем, сжимаемость.

Порядок фазового перехода по Эренфесту определяется порядком тех производных от термодинамического потенциала, которые испытывают скачки в точке ФП. В настоящее время все ФП делят на два типа: *ФП 1-го рода* и *ФП 2-го рода*.

Фазовыми переходами 1-го рода называют такие ФП, при которых скачкообразно (разрывно) изменяются первые производные от термодинамического потенциала Φ , т.е.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial P}\right)_T &= V - \text{удельный объем;} \\ -\left(\frac{\partial\Phi}{\partial T}\right)_P &= S - \text{энтропия.} \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, ФП 1-го рода сопровождается изменением удельного объема V , а также поглощением при нагревании и выделением при охлаждении скрытой теплоты перехода. Характерной особенностью ФП 1-го рода является наличие перегрева и переохлаждения метастабильных фаз, поэтому при нагревании ФП идет при температуре, несколько более

высокой, а при охлаждении – несколько меньшей, чем та температура, при которой равны термодинамические потенциалы двух фаз. К таким ФП относятся испарение, плавление, переход из одной кристаллической модификации в другую и пр.

Фазовыми переходами 2-го рода называют такие ФП, при которых терпят разрыв вторые производные от термодинамического потенциала, а первые остаются непрерывными:

$$\begin{aligned} -T\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial T^2}\right)_P &= C_P - \text{теплоемкость,} \\ -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial P^2}\right)_T &= \beta_T - \text{сжимаемость.} \end{aligned} \quad (2)$$

ФП 2-го рода не сопровождаются тепловыми и объемными эффектами. К ним относятся переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние, некоторые сегнетоэлектрические фазовые переходы, переход вещества в сверхпроводящее состояние и др.

Для определения рода фазового перехода можно использовать температурное поведение различных физических характеристик в окрестности точки ФП: скачок объема элементарной ячейки (рентгеноструктурные измерения), выделение или поглощение скрытой теплоты перехода (калориметрические исследования), скачок теплоемкости (тепловые измерения), температурный гистерезис при измерении пика диэлектрической проницаемости и др. Ниже мы рассмотрим способ определения рода фазового перехода, основанный на измерении низкочастотного внутреннего трения.

1.2. Внутреннее трение при структурных фазовых переходах

В окрестности точки структурного ФП внутреннее трение Q^{-1} проходит через пик в тех случаях, когда используются образцы тех срезов и ориентаций, для которых существует связь между механическим напряжением и параметром фазового перехода (спонтанной поляризацией или спонтанной деформацией).

В мегагерцовой области частот закономерности аномального внутреннего трения достаточно хорошо объясняются в рамках релаксационного механизма потерь, разработанного Ландау и Халатниковым [2].

Для объяснения закономерностей Q^{-1} на частотах порядка нескольких герц в работе [3] предложена модель релаксации низкочастотных механических колебаний при ФП 1-го рода, основанная на представлениях о размытых ФП и о флуктуационном характере зарождения новой фазы вещества [4]. Время образования зародыша критического размера экспоненциально зависит от энергии зародыша, являющейся функцией внешних механических напряжений. Под влиянием внешних напряжений изменяется величина и энергия критического зародыша, что приводит к изменению скорости образования новой фазы и к возникновению неупругой деформации, т.е. к внутреннему трению. Для случая малой амплитуды колебаний образца получено следующее выражение для пика внутреннего трения:

$$Q_m^{-1} = \frac{2\pi G \beta x_s^2 \cdot dT/dt}{k T_m \omega} \cdot \frac{1}{\Delta T}, \quad (3)$$

где Q^{-1} – высота пика; ΔT – ширина пика [K]; T_m – температура пика внутреннего трения [K]; β – объем критического

зародыша [M^3]; x_s – спонтанная деформация в точке ФП; ω – частота колебаний маятника [c^{-1}]; dT/dt – скорость изменения температуры [K/c]; k – постоянная Больцмана; G – модуль сдвига [Па], который связан с частотой крутильных колебаний f выражением

$$G = 280 \frac{I \cdot \ell}{a^4} f^2, \quad (4)$$

где ℓ – длина образца [м]; I – момент инерции маятника [$кг \cdot м^2$]; f – частота [Гц].

Согласно (3), высота пика Q^{-1} прямо пропорциональна скорости нагрева dT/dt и обратно пропорциональна частоте колебаний f , что согласуется с экспериментом [5].

1.3. Способ определения рода фазового перехода

Высокая чувствительность параметров пика Q^{-1} к величине x_s , позволила предложить простой способ определения рода ФП [6], который заключается в следующем. Проводятся измерения низкочастотного Q^{-1} в окрестности ФП при нескольких значениях скорости изменения температуры dT/dt . Если при этом будет обнаружена прямо пропорциональная зависимость высоты пика Q^{-1} от dT/dt , то в данном твердом теле имеет место ФП 1-го рода; если же зависимость Q^{-1} от dT/dt отсутствует, то ФП – 2-го рода.

Род ФП можно определить также и из измерений $Q^{-1}(T)$ по величине скачка x_s в точке ФП, оцененного по формуле

$$x_s = \sqrt{\frac{Q^{-1} \cdot k \cdot T_m \cdot \omega \cdot \Delta T}{2\pi \cdot G \cdot \beta \cdot dT/dt}}. \quad (5)$$

При этом значение $x_s > 0$ отвечает ФП 1-го рода, а при $x_s = 0$ имеет место ФП 2-го рода.

Максимальные значения x_s , которые можно надежно оценить при измерениях Q^{-1} методом крутильного маятника, составляют $6 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$ [5], что приближается к точности определения деформации рентгеновским методом.

Опыты, проведенные на изоморфных и изоструктурных кристаллах группы KH_2PO_4 , отличающихся друг от друга величиной x_s , показали наличие однозначной связи между параметрами пика Q^{-1} и величиной x_s [7].

2. Описание экспериментальной установки

Схема установки, предназначенной для измерения низкочастотного внутреннего трения методом крутильного маятника, приведена на рисунке.

Исследуемый образец 1 закрепляют в цанговых зажимах и помещают в центре термостатируемой измерительной камеры 2. С помощью электромагнитных датчиков 3, подключенных к генератору 4, создают механические напряжения, возбуждающие крутильные колебания маятника. Затем возбуждающее напряжение отключают, и образец вместе с маятником совершает свободные затухающие колебания, логарифмический декремент которых измеряется при помощи фотоэлектрических датчиков колебаний 5 электромеханическим счетчиком 6 после прохождения колебаний через усилитель 7 и амплитудный дискриминатор 8. Период колебаний измеряется электронно-счетным частотомером 9. Внутреннее трение Q^{-1} вычисляется по формуле

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi N} \ln \frac{A_1}{A_2}, \quad (6)$$

где A_1 и A_2 - уровни дискриминации; N - число колебаний, соответствующее изменению амплитуды от A_1 до A_2 .

Терморегулятор 10 с термометром сопротивления 11 обеспечивает требуемую скорость нагрева (или охлаждения). Температуру в измерительной камере регистрируют с помощью термопары 12 и цифрового милливольтметра 13. Визуальный контроль затухающих колебаний осуществляют осциллографом 14.

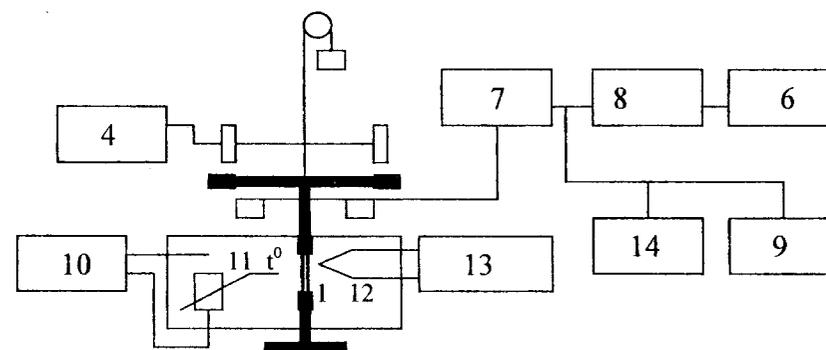


Схема установки для измерения Q^{-1} : 1 - образец, 2 - термостат, 3 - электромагниты, 4 - генератор, 5 - фотоэлектрические датчики, 6 - электромеханический счетчик, 7 - усилитель, 8 - дискриминатор, 9 - электронно-счетный частотомер, 10 - терморегулятор, 11 - термометр сопротивления, 12 - термопара, 13 - милливольтметр, 14 - осциллограф

3. Порядок выполнения работы

3.1. Установить исследуемый образец в цанговые зажимы.

3.2. Включить установку и дать возможность прогреться всем приборам в течение 20 мин.

3.3. Включить терморегулятор и при заданной скорости нагревания $(dT/dt)_1$ снять температурные зависимости Q^{-1} и G в окрестности точки ФП.

3.4. Отключить нагреватель и охладить образец.

3.5. Задать другую скорость нагревания $(dT/dt)_2$ и вновь снять температурные зависимости Q^{-1} и G .

3.6. Построить графики $Q^{-1}(T)$ и $G(T)$, сравнить величины пиков Q^{-1} на кривых, снятых при разных dT/dt , и сделать вывод о роде ФП в исследованных кристаллах.

3.7. По формуле (5) оценить величину скачка спонтанной деформации x_s в точке ФП.

3.8. Обсудить полученные результаты.

4. Контрольные вопросы

4.1. Классификация фазовых переходов.

4.2. Чем определяется порядок (или род) фазового перехода по Эренфесту?

4.3. Способы определения рода фазовых переходов, их достоинства и недостатки.

4.4. Что называют внутренним трением? Аналитические возможности метода внутреннего трения.

4.5. Механизмы потерь, ответственные за пик Q^{-1} вблизи точки ФП.

4.6. В чем заключается способ определения рода ФП по внутреннему трению.

4.7. Механизм Ландау-Халатникова и его экспериментальная проверка.

4.8. Низкочастотный флуктуационный механизм внутреннего трения при ФП 1-го рода.

4.9. Как изменяется внутреннее трение и модуль сдвига в данной работе? Достоинства и недостатки этого метода.

4.10. Как зависит погрешность измерения Q^{-1} по декременту затухания колебаний от величины Q^{-1} ?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Изюмов Ю.А. Фазовые переходы и симметрия кристаллов / Ю.А. Изюмов. М: Наука, 1984. 248с.

2. Ландау Л.Д. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода / Л.Д. Ландау, И.М. Халатников // Докл. АН СССР, 1954. Т. 96. №3. С. 469-473.

3. Гриднев С.А. Внутреннее трение при фазовых превращениях в сегнетоэлектриках / С.А. Гриднев, Б.М. Даринский, В.С. Постников // Физ. ХОМ, 1969. № 5. С. 99-104.

4. Гриднев С.А. Внутреннее трение в сегнетоэлектриках / С.А. Гриднев, В.С. Павлов, В.С. Постников, С.К. Турков // Аналитические возможности метода внутреннего трения. М.: Наука, 1973. С. 108-121.

5. Гриднев С.А. Техническая физика. Физика полярных диэлектриков / С.А. Гриднев. Воронеж: ВГТУ, 2004. 263 с.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лабораторная работа № 1. Изучение поляризации линейных и нелинейных диэлектриков.....	1
2. Лабораторная работа № 2. Исследование пьезоэлектрического эффекта.....	13
3. Лабораторная работа № 3. Изучение диэлектрической релаксации дебаевского типа в диэлектриках.....	24
4. Лабораторная работа № 4. Исследование диэлектрических потерь, обусловленных электропроводностью.....	33
5. Лабораторная работа № 5. Исследование структурных фазовых переходов в диэлектриках.....	42

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к выполнению лабораторных работ № 1-5
по дисциплине «Физика твердого тела»
для студентов направлений 223200.62 «Техническая физика»
(профиль «Физическая электроника»), 150100.62
«Материаловедение и технологии материалов» (профиль
«Конструирование и производство изделий
из композиционных материалов») и 222900.62
«Нанотехнологии и микросистемная техника»
(профиль «Компоненты микро- и наносистемной техники»)
очной формы обучения

Составители: Гриднев Станислав Александрович
Коротков Леонид Николаевич

В авторской редакции

Компьютерный набор С.А. Гриднева, Л.Н. Короткова

Подписано в печать 22.11.2013.

Формат 60x84/16. Бумага для множительных аппаратов.

Усл. печ. л. 3,4. Уч.-изд. л. 3,2. Тираж 64 экз. «С» 101.

Зак. № 245.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический
университет»

394026 Воронеж, Московский просп., 14

НТБ ВГТУ



1000000286009