

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.226.4

## О ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА (ТГС) В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

А. М. Лотонов, В. К. Новик, Н. Д. Гаврилова

*(кафедра физики полимеров и кристаллов;  
кафедра общей физики и волновых процессов)*

E-mail: novikmp@orc.ru

**Излагаются результаты исследования диэлектрической дисперсии сегнетоэлектрика триглицинсульфата (точка Кюри  $T_C = 49, 15^\circ\text{C}$ ) в диапазоне частот  $10^{-3} \div 10^7$  Гц и температур  $-155 \div 90^\circ\text{C}$ . В параэлектрической фазе дисперсия отсутствует или крайне мала. Дисперсия в своей классической форме формируется только при  $T = T_C$ . Возникшая доменная структура рассматривается как доминирующая причина дисперсии. В высокочастотной области ее вклад связывается с колебаниями доменной стенки, в низкочастотной — также и с образованием новых доменов, т. е. с процессами переполяризации в малых полях. В области инфранизких частот отмечено проявление вклада в дисперсию собственной электропроводности. При  $T \cong T_C$  на частотах  $< 10^{-1}$  Гц наблюдалось образование запирающего слоя, снижающего измеряемое значение диэлектрической проницаемости образца на два порядка.**

Температурная зависимость диэлектрической проницаемости ТГС по полярной оси  $Y$  изучена от 4.2 К [1, 2], ее дисперсия исследована от 78 К в интервале  $10^3 \div 3 \cdot 10^8$  Гц [3] и около  $20^\circ\text{C}$  — в интервале  $1 \div 10^{13}$  Гц [4]. Вблизи температуры Кюри ( $T_C \pm 3^\circ\text{C}$ ) дисперсия изучалась неоднократно [5–7], в том числе и по собственным шумам образцов [8]. С помощью таких исследований при  $T \geq T_C$  была подтверждена роль критического замедления в образовании полярного состояния [5, 6], при  $T \cong T_C$  — формирование групп однополярных ячеек (кластеров), перерастающих при  $T \leq T_C$  в привычную доменную структуру [6]. Для  $T = T_C - 0.02^\circ\text{C}$  размер доменов с четко различаемыми границами составляет менее  $5 \cdot 10^{-5}$  см [9]. Частоты собственной релаксации таких доменных областей близки к 10 МГц, и для  $T \cong T_C$  был отмечен вклад доменных границ (или пограничных зон однополярных групп) в значение  $\epsilon'_{22}$  даже при  $f \approx 10$  МГц [6]. Там же [6] были разделены вклады в  $\epsilon'_{22}$  собственно решетки и доменных границ, показано превышение второго над первым на порядок и установлено смещение вследствие этого максимума  $\epsilon'_{22}$  приблизительно на  $0.2^\circ\text{C}$  ниже  $T_C$ . При постоянной температуре и фиксированной частоте отмечался монотонный спад со временем значения  $\epsilon'_{22}$  [7], однозначно связанный с длительной релаксацией доменной структуры к некоторому стационарному состоянию после изменения температуры [9] или импульсного воздействия поля [10]. Работы, посвященные обсуждению причин этого общего явления, авторам

неизвестны. Эта релаксация доменов обуславливает эволюцию дисперсионных спектров с постоянной времени несколько часов [7], т. е. при обычных длительностях экспериментов (4–5 часов) изучение дисперсии является исследованием нестационарного состояния кристалла. Результаты исследований, таким образом, количественно отражают не свойство данного типа кристаллов, и даже не свойство образца, а лишь свойства его текущего состояния. Для кривых дисперсии, полученных стыковкой частотных участков, измеренных в разное время и на различных приборах, анализ и трактовка результатов становятся еще более проблематичными.

В реакции сегнетоэлектрика на слабое внешнее электрическое поле должны доминировать различные механизмы применительно к отдельным частотным интервалам. Данные по диапазону  $10^{-1} \div 10^2$  Гц фрагментарны и разноречивы [11, 12], что исключает целостные представления о привязке механизмов к частотной шкале. Авторам неизвестны предшествующие исследования дисперсии в интервале  $10^{-3} \div 10^7$  Гц для  $T > T_C$ . Для создания таких представлений нами проведено исследование диэлектрической дисперсии ТГС в интервале частот  $10^{-3} \div 2 \cdot 10^7$  Гц и температур  $90 \div -155^\circ\text{C}$ .

### Экспериментальные результаты

Значение комплексной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' = C_p^*/C_0, \quad \text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon',$$

где  $C_p^*$  — комплексное значение измеренной емкости образца,  $C_0$  — значение емкости вакуума в объеме образца, которое измерялось с помощью спектрометра Novocontrol Concept 40 с полосой частот  $10^{-3} \div 2 \cdot 10^7$  Гц.

Спектрометр определяет комплексное значение диэлектрической проницаемости по соотношениям амплитуд и фаз напряжения, приложенного к образцу, и тока, протекающего через образец. Суммарная погрешность измерения указанных величин не превышала 5% их абсолютного значения. Представленные ниже зависимости были получены нами в одном сеансе и отражают единое текущее состояние образцов. Исследовались совершенные образцы ТГС полярного Y-среза диаметром 12 мм и толщиной  $2.6 \div 2.7$  мм, с напыленными серебряными электродами. Значения  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  измерялись в поле с амплитудой  $1 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Для получения целостной картины общих закономерностей  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  измерения проводились при понижении температуры от  $T = 90$  до  $-155^\circ \text{C}$ .

### Обсуждение экспериментальных результатов

Нетрудно видеть (рис. 1), что в парафазе, вплоть до непосредственной близости к фазовому переходу (по градуировке прибора  $T_C \cong 49.15^\circ \text{C}$ ), при увеличении значения диэлектрической проницаемости дисперсия  $\epsilon'_{22}(f)$  в изученном частотном интервале или отсутствует (рис. 1, а, б), или крайне мала (рис. 1, в). Характерным свойством дисперсии в парафазе является слабое монотонное снижение значений  $\epsilon'_{22}$  с увеличением частоты.

Диэлектрические потери, как легко видеть из соотношений  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$ , также весьма малы, и значение  $\text{tg } \delta$  не превышает 0.1 (рис. 1, в, 20 МГц). Даже при повышенной температуре (рис. 1, а) монокристалл остается высокочастотным ( $\text{tg } \delta \approx 0.003$  на  $f = 1$  кГц) диэлектриком, не проявляющим дисперсии. Соответственно и соотношения  $\epsilon''_{22}(\epsilon'_{22})$  не указывают на доминирующую роль какого-либо колебательного мотива. Существенная дисперсия даже при  $T_C + 0.5^\circ \text{C}$  начинается лишь с частот выше  $10^8$  Гц [8]. В нашем частотном диапазоне она отмечается лишь при  $T_C + 0.2^\circ \text{C}$ . Рис. 1, г дает представление об аномальной дисперсии в интервале  $(T_C + 0.2^\circ \text{C}) \rightarrow T_C$  ( $\epsilon'_{22}(f)$  возрастает с повышением частоты). Поскольку не исключено, что зависимость отражает изменение состояния образца за время измерения (2.5 ч) при строгой ( $\approx 0.01^\circ \text{C}$ ) стабилизации температуры, эти данные не могут стать предметом анализа. Если же рассматривать высокочастотный спад  $\epsilon'_{22}(f)$  как порог дисперсии при этой температуре, то для пика  $\epsilon''_{22}(f = 5.7 \text{ МГц})$  постоянная времени некоего колебательного мотива, рассчитанная по совокупной подгонке по обеим кривым  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$ , составляет  $\tau = 0.06$  мкс. Значение температуры, величины

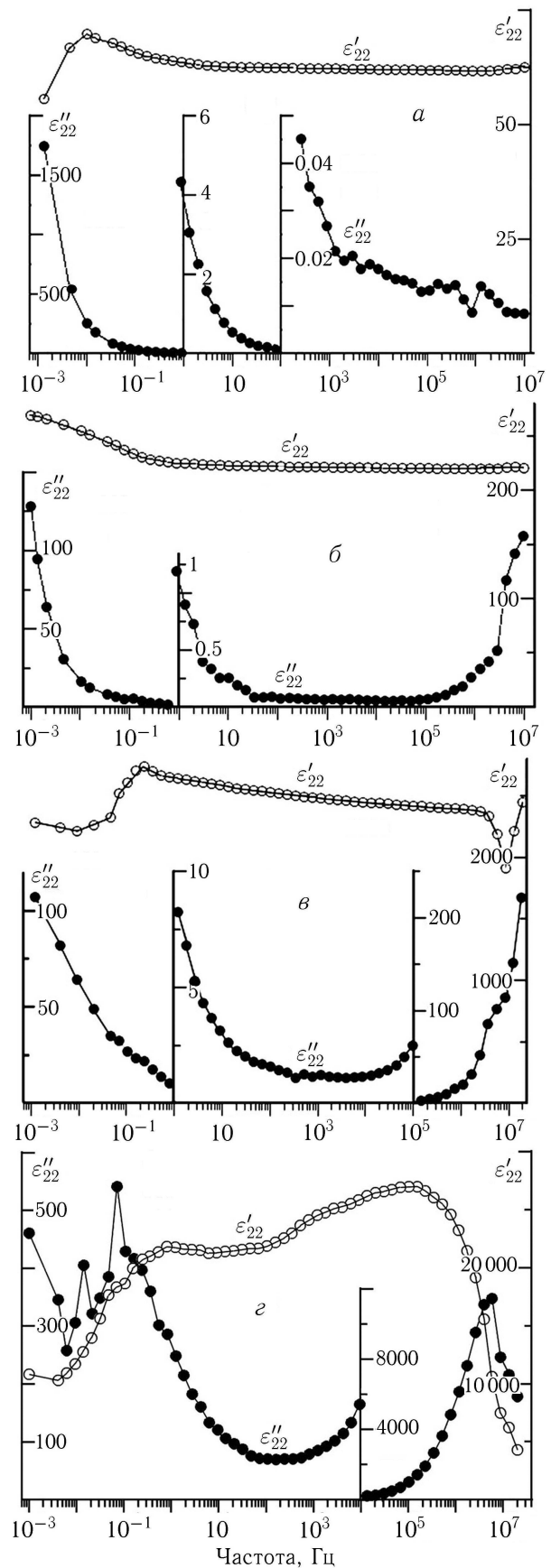


Рис. 1. Зависимости  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  совершенного монокристалла ТГС в параэлектрической фазе при различных температурах: а — 90, б — 60, в — 50.4, г — 49.35 $^\circ \text{C}$

$\epsilon'_{22} = 10^4$  и соответствующей частоты релаксации практически совпадают со значениями этих величин, полученными в работе [6]. Эти величины трактуются [6] как характеристические параметры свободных групп однополярных ячеек (кластеров), разделенных неполярной средой, трансформирующейся в тонкую доменную стенку при понижении температуры [7]. В низкочастотном интервале  $1 \div 10^{-3}$  Гц существенный спад  $\epsilon'_{22}(f)$  проявляется в парафазе только в этой же температурной области.

В соответствии с принципом Кюри–Неймана в полярной сегнетофазе кристалл также должен оставаться макроскопически неполярным. Согласно симметрии ТГС при температуре фазового перехода в кристалле возникают домены с антипараллельной ориентацией спонтанной поляризации в сопредельных доменах. Зависимость  $\epsilon'_{22}(f)$  сразу же (рис. 2, а) приобретает четко выраженную дисперсию с классическими соотношениями между  $\epsilon''_{22}(f)$  и  $\epsilon'_{22}(f)$  (рис. 2, б). Иными словами, сильная частотная дисперсия является неотъемлемым признаком полярной фазы собственного сегнетоэлектрика и наблюдается при всех температурах (рис. 3, 4).

Кривые на рис. 2, а наглядно демонстрируют разнообразие реакции сегнетоэлектрика на внешнее поле различной частоты. Область температуры Кюри позволяет убедительно выделить три частотные области с доминирующими по вкладу в зависимости  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  механизмами:

- 1) область  $10^7 \div 10^2$  Гц. Дисперсия обусловлена колебанием доменных стенок;
- 2) область  $10^2 \div 1$  Гц. Дисперсия обусловлена колебанием имеющихся стенок и зарождением новых доменов (переполаризация);
- 3) область  $f < 1$  Гц. Дисперсия обусловлена колебанием имеющихся стенок, зарождением новых доменов и собственной электропроводностью кристалла.

При других температурах проявление этих механизмов в значительной степени взаимно нивелировано и выражено менее четко.

Зависимость  $\epsilon'_{22}(f)$  (рис. 2, а) испытывает заметное снижение в интервале  $10^2 \div 10^5$  Гц и затем при  $f \approx 10^6$  Гц существенный спад значения  $\epsilon'_{22}$ . Для этой же частоты характерен несколько размытый пик  $\epsilon''_{22}(f)$ . Вполне удовлетворительное выполнение соотношения Коула–Коула (рис. 2, б) свидетельствует о проявлении действия некоторого совокупного колебательного ансамбля с усредненным эффективным временем релаксации  $\tau_0 \cong 1.65$  мкс и большим параметром размытия ( $\beta_1 = 31^\circ$ ). Таким ансамблем является сетка доменных стенок, отличных по величине, конфигурации и расположению в объеме. Естественно, что их интегральный вклад в абсолютное значение  $\epsilon'_{22}$  может характеризоваться только усредненными величинами. Но порядок постоянной времени  $\tau_0$  соответствует именно колебательным, а не каким-либо другим видам движения уже имеющихся доменных границ.

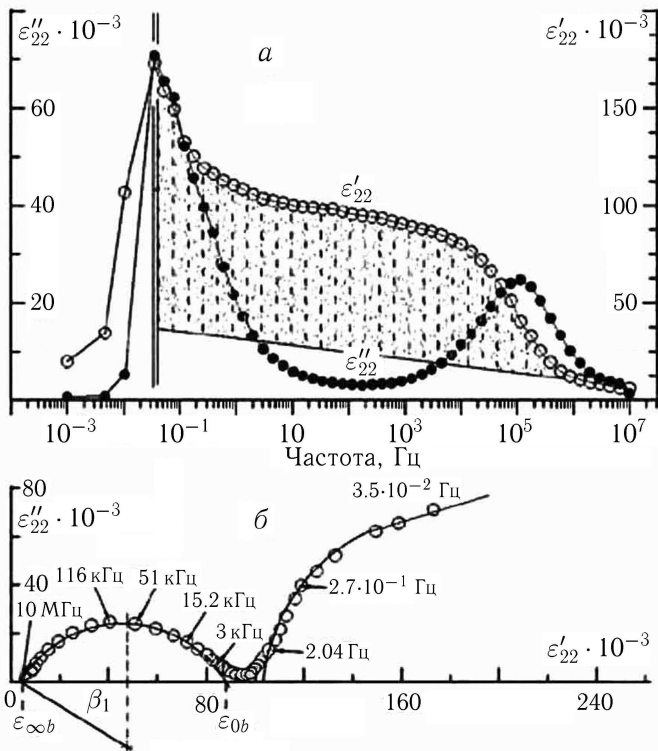


Рис. 2. Зависимости  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  (а) и вид соотношения  $\epsilon''_{22}(\epsilon'_{22})$  (б) совершенного монокристалла ТГС в сегнетоэлектрической фазе при  $T = 49.04^\circ\text{C}$

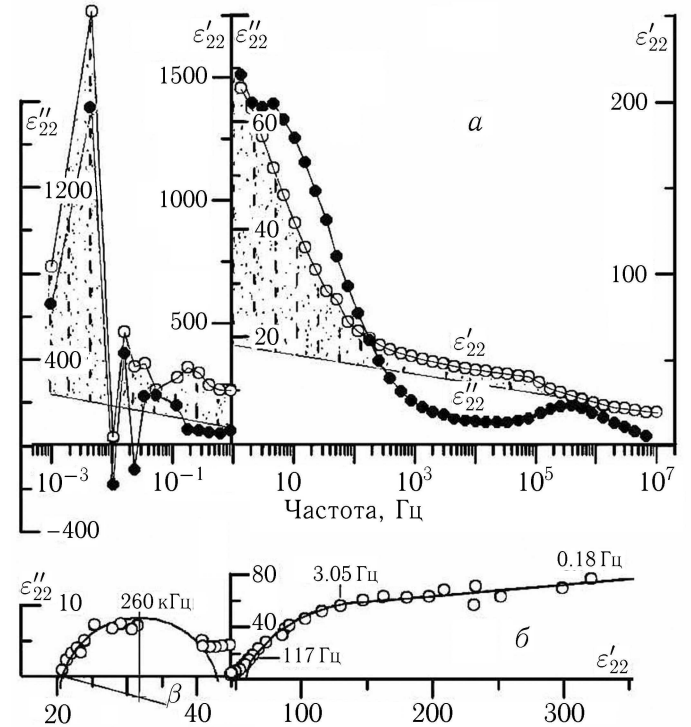


Рис. 3. Зависимости  $\epsilon'_{22}(f)$  и  $\epsilon''_{22}(f)$  (а) и вид соотношения  $\epsilon''_{22}(\epsilon'_{22})$  (б) совершенного монокристалла ТГС при  $T = 20^\circ\text{C}$

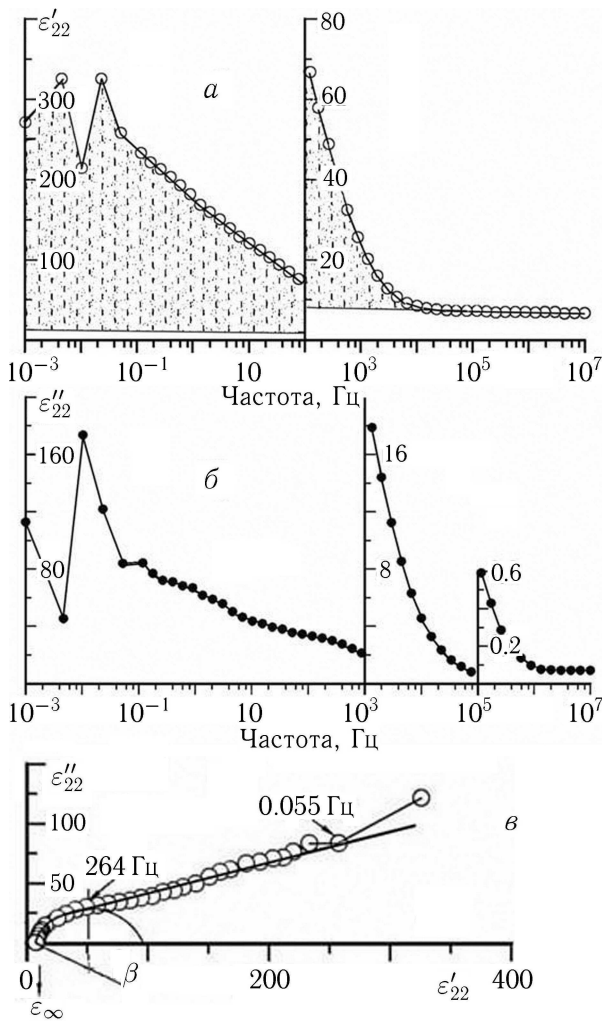


Рис. 4. Зависимости  $\varepsilon'_{22}(f)$  и  $\varepsilon''_{22}(f)$  (а) и вид соотношения  $\varepsilon''_{22}(\varepsilon'_{22})$  (б) совершенного монокристалла ГТС при  $T = -155^\circ\text{C}$

В соответствии с моделью [13] общая величина заряда  $Q$ , создаваемого на электродах сегнетоэлектрика в малом внешнем поле, является суммой обычного индуцированного заряда  $Q_{\text{ind}}$  и заряда переключения доменных стенок  $Q_{\text{dom}}$ :  $Q = Q_{\text{ind}} + Q_{\text{dom}}$ . Отсюда эффективное значение проницаемости  $\varepsilon'_{22} = \varepsilon'_{22\text{ind}} + \varepsilon'_{22\text{dom}}$ . Эти компоненты удалось экспериментально разделить в области  $T \approx T_C - 0.05^\circ\text{C}$  [6, 7] и показать, что при  $T \leq T_C - 0.1^\circ\text{C}$  для  $f > 5$  МГц  $\varepsilon'_{22} \approx \varepsilon'_{22\text{ind}}$ . Зависимость  $\varepsilon'_{22\text{ind}}(f)$  аппроксимируется прямой, исходящей из точки  $\varepsilon'_{22\text{ind}} = \varepsilon'_{22\infty}$  ( $10^7$  Гц) и проходящей по линии зависимости  $\varepsilon'_{22}(f)$ , или, что то же самое, параллельно «полке» этой кривой. Заштрихованная область на рис. 2, а показывает вклад  $\varepsilon'_{22\text{ind}}(f)$  в суммарное значение  $\varepsilon'_{22}$ . Нетрудно видеть, что даже при возможной ошибке аппроксимации этот вклад доминирует.

Величина смещения доменной стенки ниже частотного порога дисперсии ограничивается в принципе только размерами образца. Однако реальная амплитуда колебаний стенки в данном поле

определяется дефектами, в первую очередь поверхностными, препятствующими переполяризации ячеек стенки. Поэтому вклад стенок в значение  $\varepsilon'_{22\text{dom}}$ , пропорциональный общей длине доменных границ и дипольному моменту ячейки, должен слабо зависеть от частоты ниже порога дисперсии в пределах нескольких порядков.

Зависимость  $\varepsilon'_{22}(f)$  на рис. 2, а подтверждает это заключение. При фазовом переходе формируется максимальное число мелких ( $\leq 10$  мкм) доменов [9], ответственных за предельный ( $\varepsilon'_{22\text{dom}} \sim 10^5$ ) вклад стенок в абсолютное значение  $\varepsilon'_{22}$ . За время наших измерений топография доменов остается постоянной и их вклад при понижении частоты на три порядка (участок заштрихованной области на рис. 2, а от  $5 \cdot 10^4$  до  $10^1$  Гц) не меняется. Такой характер проявления дисперсии является типичным для собственных сегнетоэлектриков и отмечался, в частности, для ВаТiO<sub>3</sub> [13].

С понижением температуры домены укрупняются ( $\sim 100$  мкм) [10], общая длина их стенок многократно снижается и, несмотря на возрастание дипольного момента ячейки, вклад  $\varepsilon'_{22\text{dom}}$  (заштрихованные участки для  $f = 10^7 \div 10^3$  Гц на рис. 3, а и 4, а) становится минимальным. В этом же интервале частот продолжает выполняться соотношение Коула–Коула (рис. 3, б и 4, б).

Ниже этой частотной области все зависимости  $\varepsilon'_{22}(f)$  и  $\varepsilon''_{22}(f)$  качественно одинаковы и отражают другой механизм дисперсии, отличаясь лишь граничной частотой его формирования (при  $f \leq 5$  Гц для  $49.04^\circ\text{C}$  (рис. 2, а), при  $f \leq 10^2$  Гц для  $20^\circ\text{C}$  (рис. 3, а) и при  $f \leq 5 \cdot 10^3$  Гц для  $-155^\circ\text{C}$  (рис. 4, а)).

Доминирующий механизм дисперсии на этом участке отличен от колебаний доменной стенки по ряду признаков:

1) характеристические времена порядка секунд (см. рис. 2, б, 3, б, 4, б) относят этот механизм к ряду процессов, медленно развивающихся в слабых полях;

2) представление кривых для двух разнесенных температур в координатах  $\lg \varepsilon'_{22}(\lg \omega)$  и  $\lg \varepsilon''_{22}(\lg \omega)$  (рис. 5) свидетельствует о выполнении при обеих температурах одного и того же фрактально-степенного закона  $\varepsilon'_{22} \sim \omega^{-n}$  и  $\varepsilon''_{22} \sim \omega^{-m}$  при  $n = 0.2 < 0.5$ ,  $m = 0.16 < 0.5$ . Равенство и значение этих показателей степени указывают на присутствие в формировании зависимостей  $\varepsilon'_{22}(f)$  и  $\varepsilon''_{22}(f)$  при данных температурах сегнетофазы, тождественной иерархии одинаковых диффузных (по терминологии [14]) процессов. Значительный интервал температур и существенное (в полтора раза) различие в значениях  $P_s$  распространяют это заключение как общее на низкочастотные области при всех температурах;

3) в пределе при  $f \rightarrow 0$ , как известно, даже в слабых полях образцы становятся монодоменными.

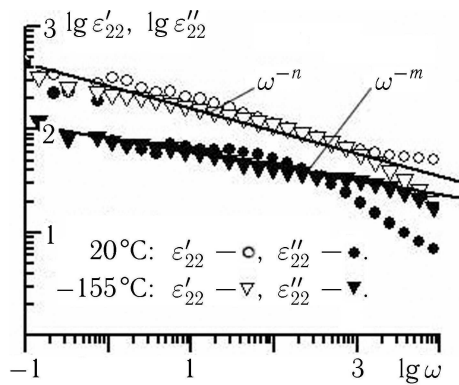


Рис. 5. Взаимная параллельность кривых  $\lg \varepsilon''_{22}(\lg \omega)$  и  $\lg \varepsilon''_{22}(\lg \omega)$  для  $T = 20$  и  $-155^\circ\text{C}$  свидетельствует о едином механизме зарождения и развития доменов при этих температурах в слабом электрическом поле. Величины  $P_s(20^\circ\text{C})$  и  $P_s(-155^\circ\text{C})$  отличаются в полтора раза

Совокупность этих признаков характерна для процессов переполяризации в малых полях [15, сс. 128, 365] с зарождением доменов на дефектах поверхности и их проращением в объеме.

Отсюда на промежуточных частотах при  $f \rightarrow 0$  вклад в величину  $Q_{\text{dom}}$  должна вносить непосредственная переполяризация микрообъемов, продолжающаяся в течение полупериода, первоначально усредненно индицируемая как монотонное возрастание  $\varepsilon'_{22}(f \rightarrow 0)$ . Переполяризуемая компонента (заштрихованные области на рис. 3, а и 4, а) в значениях  $\varepsilon'_{22}(f)$  и  $\varepsilon''_{22}(f)$  многократно превышает индуцируемую. Снижение вклада колебаний стенки и доминирование механизма переполяризации приводит к вырождению низкочастотных участков зависимостей  $\varepsilon''_{22}(\varepsilon'_{22})$  из дуг в прямые (рис. 2, б, 3, б, 4, б). При разумных временах измерений для  $f \leq 10^{-2}$  усреднение весьма затруднено и индицируемые значения  $\varepsilon'_{22}(f \rightarrow 0)$  и  $\varepsilon''_{22}(f \rightarrow 0)$  демонстрируют скачки соответствующих величин (рис. 3, а, 4, а), отражая тем самым эффект Баркгаузена в малых полях. Абсолютная величина переключаемой поляризации, пропорциональная площади вновь образующихся доменов и значению  $P_s$ , невелика ( $\sim 10^{-3}P_s$ ) [15, с. 133], хотя и много больше, чем индуцируемая поляризация. Явление переключения формирует при измерениях и псевдоэффект «отрицательных потерь» (рис. 3, а) — следствие временных сдвигов между фазой внешнего поля и развитием процесса переключения. Представляется возможным создать и условия «отрицательной диэлектрической проницаемости».

Данные кривые позволяют выделить в некоторых областях температур и частот влияние на дисперсию собственной электропроводности образцов.

В области температуры фазового перехода заведомо известно состояние повышенной электропроводности. При  $f \leq 5$  Гц начинается резкое, на порядок, увеличение  $\varepsilon''_{22}(f \rightarrow 0)$  с некоторым ростом

уже исключительно большого значения  $\varepsilon'_{22}(f \rightarrow 0)$  (включение механизма переполяризации), сменяющееся при  $f \leq 0.4$  Гц крутым монотонным спадом обеих величин. В интервале  $10^{-3} \leq f \leq 4 \cdot 10^{-2}$  Гц значения  $\varepsilon''_{22}$  снижаются на два порядка, значения  $\varepsilon'_{22}$  — на порядок.

Резкий спад емкости исследуемого сегнетоэлектрического конденсатора может произойти только вследствие изменившихся под действием инфранизкочастотного поля свойств объема или создания этим полем слабополяризуемого слоя. Последнее явление — формирование постоянным полем запорного, или обедненного носителями, слоя, называемое также поляризацией либо необратимостью электродов, или двойным электрическим слоем, — хорошо изучено для протонопроводящих твердых электролитов [16].

Отсюда следует исходная гипотеза: протонная проводимость, активированная фазовым переходом, сначала формирует, в дополнение к колебаниям стенок и созданию новых доменов, вклад в  $\varepsilon''_{22}$  и  $\varepsilon'_{22}$ , а потом участвует в образовании запорного слоя, увеличивая его эффективность при снижении частоты. Перенос протона может осуществляться как по сетке водородных связей, так и путем непосредственного переноса между анионами. Значение критической частоты  $f \approx 4 \cdot 10^{-2}$  Гц, возможно, связано с изменением условий движения протонов, когда независимое перемещение протонов по перепутанным траекториям сменяется их направленным взаимосвязанным движением.

Похожая закономерность характерна для зависимостей  $\varepsilon''_{22}$  и  $\varepsilon'_{22}$ , измеренных в парафазе (рис. 1, а, б, в). Повышенная проводимость при этих температурах достаточна для возрастания значений  $\varepsilon''_{22}$  и  $\varepsilon'_{22}$  при  $f \leq 1$  Гц, но еще мала для создания запорного слоя на частотах  $f \geq 10^{-3}$  Гц, хотя подобная тенденция и прослеживается.

Если высказанная гипотеза о роли проводимости верна, то дисперсионная методика может служить эффективным средством исследования эволюции запорного слоя в точке Кюри.

### Заключение

Изложенные результаты создают целостную картину взаимосвязи причин диэлектрической дисперсии модельного объекта — монокристалла триглицинсульфата (ТГС) в пара- и сегнетофазе в интервале частот  $10^{-3} \div 10^7$  Гц. Выводы исследования должны быть характерны и для других собственных сегнетоэлектриков с водородными связями.

Авторы признательны профессору Б. А. Струкову за критические замечания и обсуждение статьи.

### Литература

1. Kuramoto K., Motegi H., Nakamura E., Kosaki K. // J. Phys. Soc. Japan. 1986. **55**. P. 377.

2. *Novikov V.N., Novik V.K., Esengaliev A.B., Gavrilova N.D.* // *Ferroelectrics*. 1991. **118**. P. 59.
3. *Петров В.М., Коган О.И.* // *Кристаллография*. 1970. **15**. С. 1018.
4. *Поплавко Ю.М., Переверзева Л.П., Мериакри В.В., Ушаткин Е.Ф., Огурцов С.В., Яцишин П.Я.* // *ФТТ*. 1973. **15**, № 4. С. 1250.
5. *Takayama Y., Deguchi K., Nakamura E.* // *J. Phys. Soc. Japan*. 1984. **53**, N 12. P. 4121.
6. *Pawlaczyk C.* // *Ferroelectrics*. 1993. **140**. P. 127.
7. *Zhang J.* // *Ferroelectrics*. 2002. **281**. P. 105.
8. *Godefroy L.* // *J. de Physique (France)*. 1972. Suppl. **33**, fasc. 4. P. C2-44.
9. *Nakatani N.* // *Japan J. Appl. Phys.* **24**. P. 528
10. *Tomita N., Orihara H., Ishibashi Y.* // *J. Phys. Soc. Japan*. 1989. **58**, N 4. P. 1190.
11. *Шильников А.В., Галиярова Н.М., Горин С.В., Васильев Д.Г., Вологирова Л.Х.* // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1991. **55**, № 3. С. 578.
12. *Zhang J.* // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 2002. **193**, N 2. P. 347.
13. *Петров В.М.* // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1969. **33**, № 7. С. 1113.
14. *Jonscher A.K.* *Universal relaxation law*. London, 1996. P. 78.
15. *Лайнс М., Гласс А.М.* *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. М., 1981.
16. *Baranov A.I., Khiznichenko V.P., Sandler V.A., Shuvalov L.A.* // *Ferroelectrics*. 1988. **81**. P. 183.

Поступила в редакцию  
23.05.05