06,04

Релаксационные процессы в пористой керамике ниобата калия-натрия

© О.В. Малышкина[1], Н.Е. Малышева[2], Д.В. Мамаев[1]

[1] Тверской государственный университет,
Тверь, Россия
[2] Военная академия воздушно-космической обороны им. Маршала Советского Союза Г.К. Жукова,
Тверь, Россия

E-mail: Olga.Malyshkina@mail.ru

Поступила в Редакцию 19 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 28 апреля 2025 г.
Принята к публикации 28 апреля 2025 г.

Проведены сравнительные исследования экспериментальных и рассчитанных на основании математической модели диэлектрического отклика пористой керамики ниобата калия-натрия (KNN) с содержанием пор 10, 25 и 40 объемных процентов. На основе математического моделирования показано, что у образов KNN без пор, вклад в диэлектрический отклик релаксационной проводимости, присутствует только в моноклинной фазе (температурная область 200−400 °C). Присутствие пор в образцах KNN приводит к появлению дополнительных вкладов процессов проводимости в диэлектрический отклик. В экспериментах это проявляется как возникновение дополнительных (по сравнению с аналогичной зависимостью для образца без пор) линейных участков на зависимости действительной части комплексной проводимости от обратной температуры в координатах Аррениуса, указывающих на набор энергий активаций, и, как следствие, присутствие в пористых образцах различных механизмов проводимости.

Ключевые слова: пьезоэлектрическая керамика, пористая керамика, ниобат калия-натрия, дисперсия комплексной диэлектрической проницаемости, релаксационные процессы, резонансная поляризация.

DOI: 10.61011/FTT.2025.05.60750.87-25

1. Введение

Применение пьезоэлектрических керамик обусловлено широким использованием пьезоэлектрического эффекта в различных преобразователях энергии, фильтрах поверхностных акустических волн (ПАВ), датчиках, приводах, ультразвуковых преобразователях и др. Ряд особенностей свойств пористой керамики указывает на ее исключительную пригодность в качестве материала для изготовления датчиков, используемых в медицинской диагностике [1,2] и электромеханических преобразователей в гидроакустике. Создание новых модифицированных составов керамики на основе ниобата натрия — одно из прогнозируемых направлений создания не содержащей свинец пьезоэлектрической керамики [3–7]. Авторами [7] показано, что использование ниобатов щелочных металлов в виде пористой керамики позволяет повысить основные функциональные параметры этих материалов, и делает их конкурентоспособными с пьезокерамикой системы цирконата-титаната свинца, которая, благодаря отличным пьезоэлектрическим характеристикам, в настоящее время является основным пьезоэлектрическим материалом.

На настоящий момент используются различные наполнители сырых заготовок пьезоэлектрических керамик для создания в образцах пор, в основном это органические материалы типа крахмала, кукурузной муки, талька и т.п. [8–10], в качестве неорганических наполнителей используют, например, оксид алюминия [10]. Выжигание такого типа наполнителей осуществляется при температурах порядка 500 °C. Нами было предложено [11,12] использование мелкодисперсного полистирола, имеющего размер гранул $\sim 2\,\mu$m, что предполагает получение пор малого размера равномерно распределенных по объему образца. Полистирол имеет достаточно низкую температуру разложения ($\sim 300-350$ °C). Таким образом, можно предположить, что в процессе спекания образцов пьезоэлектрических керамик происходит полное удаление продуктов распада полистирола — стирола, имеющего температуру кипения 145 °C. В тоже время, исследования структуры пористых образцов керамики ниобата калия-натрия (KNN) показали [12], что при процентном содержании пор менее 30 %, поры имеют замкнутый объем внутри достаточно плотной зеренной структуры керамики. Это позволяет допустить, что в процессе спекания внутри пор возможно сохранение остаточных паров стирола, который при охлаждении до комнатной температуры „конденсируется“ на внутренней поверхности пор. В связи с этим представляет интерес проведение сравнительных исследований дисперсионных зависимостей диэлектрической проницаемости пористых образцов керамики KNN и образцов, не содержащих пор.

В настоящей работе твердофазный синтез материалов $KNbO_3$ и $NaNbO_3$ для получения керамики

$(K_{0.5}Na_{0.5})NbO_3$ (KNN) осуществлялся двумя этапами, для обеспечения максимальной однородности состава. Первые при температуре 650 °C, второй при температуре 700 °C. На стадии получения заготовок для получения объемной доли пор в образцах керамики, был проведен расчет соответствия массовой и объемной долей керамической смеси и полистирола. Заготовки получали из расчета 0 (KNN), 10 (KNN10), 25 (KNN25) и 40 (KNN40) объемных процентов пор. Образцы прессовались в форме таблеток диаметром 10.4 mm и толщиной 1−2 mm под давлением 500 at. Процесс спекания проводился в два этапа. На первом, при температуре 350 °C, осуществлялось удаление полистирола. Затем заготовки спекались в муфельной печи при температуре 1100 °C в течение 4 h.

Образцы керамики ниобата натрия были получены и исследованы на оборудовании Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

2. Дисперсия диэлектрической проницаемости

2.1. Экспериментальные результаты

Исследования комплексной диэлектрической проницаемости проводились в широком температурном интервале, от комнатной температуры (~ 25 °C) до 450 °C.

Диэлектрические спектры снимались с использованием фазочувствительного измерителя иммитанса Вектор-175 в режиме непрерывного нагрева образца со скоростью не более 1 градуса в минуту. Данная скорость позволяла записывать спектры в диапазоне 1 Hz−30 MHz за время, не превышающее нагрев образца на один градус. Поскольку измерения проводились в температурном интервале до 450 °C, точность в 1 градус является достаточно высокой.

Текстовые файлы частотных зависимостей, записанные на Вектор-175, содержат полную информацию по комплексному сопротивлению, проводимости и емкости, что позволяет проводить анализ температурных и дисперсионных зависимостей комплексных диэлектрических характеристик.

Для детального анализа релаксационных процессов в керамике ниобата калия-натрия, нами по частотным зависимостям комплексной диэлектрической проницаемости, измеренной с использованием Вектор-175, были построены диаграммы дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\varepsilon')$. На диаграммах можно выделить несколько различных релаксационных процессов (рис. 1).

В области низких частот у всех образцов при всех исследуемых температурах имеет место линейная дисперсия. Для анализа линейной дисперсии (низкочастотный диапазон) общепринято использование эмпирического расчетного приема [13], когда линейный участки диаграмм $\varepsilon''(\varepsilon')$ перестраиваются в диаграммы дисперсии комплексного электрического модуля $\beta''(\beta')$, расчет которого производится по формулам:

$$\beta' = \frac{\varepsilon'}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} \tag{1}$$

$$\beta'' = \frac{\varepsilon''}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2}. \tag{2}$$

Соответствующие диаграммы для каждого исследуемого образца также приведены на рисунке 1.

В сравнительно высокочастотной области (выше 100 kHz) наблюдаются дуги окружности или окружности. Такой вид диаграмм диэлектрической дисперсии означает, согласно [14,15], присутствие, как релаксационного процесса, так и дисперсии резонансного типа. Первый процесс, в случае симметричной дуги полуокружности, описывается теорией Коула-Коула, или, когда дуга имеет ассиметричный вид, теорией Гаврильяка-Негами.

В тоже время, не у всех диэлектрических спектров пористых образцов можно четко определить форму диаграммы. Например, окружность плавно переходит в дугу другого радиуса, отсутствует резкий переход между прямой, характеризующей участок линейной дисперсии, и дугой окружности, соответствующей релаксационному процессу. Такое поведение, по всей видимости, означает, присутствие в диэлектрическом отклике вклада не от одного, а от нескольких процессов.

2.2. Математическое моделирование

Для анализа дисперсионных зависимостей комплексной диэлектрической проницаемости использовался метод математического моделирования, подробно рассмотренный нами ранее [16,17].

В работе [17], для моделирования релаксационных процессов мы использовали уравнение теории Коула-Коула. Как было показано выше диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости пористых образцов керамики KNN, построенные по экспериментальным данным, имеют асимметричные дуги. В связи с этим, в настоящей работе было решено использовать эмпирическое уравнение теории Гаврильяка-Негами, в котором в знаменатель уравнения дополнительно возводится в степень (γ). В случае $\gamma = 1$ имеем уравнение теории Коула-Коула. Если в [17] мы рассматривали только вклад в диэлектрический отклик высокочастотных процессов, то в настоящей работе нас интересует весь исследуемый частотный диапазон. Потому к уравнению, полученному в работе [17], было добавлено слагаемое, характеризующее вклад низкочастотной проводимости, подробно рассмотренное в [16].

В результате, в общем случае уравнение для диэлектрического отклика с учетом существования N релаксационных процессов (первое слагаемое), эффектов затухания (второе слагаемое) и вклада комплексной

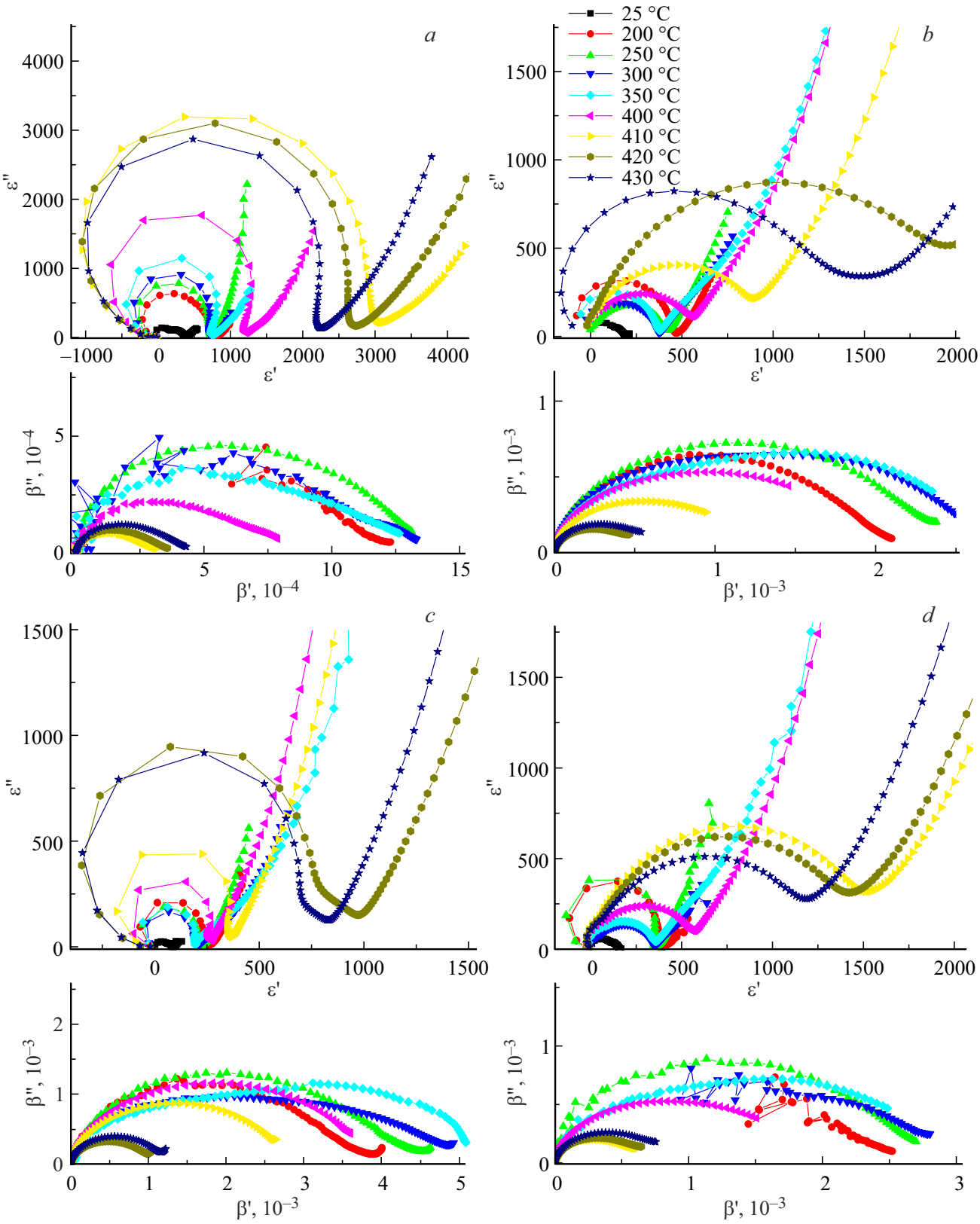


Рис. 1. Диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости (вверху) и электрического модуля (внизу) образцов KNN (*a*), KNN10 (*b*), KNN25 (*c*) и KNN40 (*d*).

проводимости (третье и четвертое слагаемые) имеет вид:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon(\infty) + \sum_{n=1}^{N} \frac{\varepsilon_n(0) - \varepsilon(\infty)}{\left(1 + (i\omega\tau_n)^{1-\lambda_n}\right)^{\gamma}} + \frac{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Gamma\frac{\omega}{\omega_0}} - \frac{1}{\varepsilon_0}\tau_\sigma\sigma_\infty \frac{1 - i\omega\tau_\sigma}{1 + (\omega\tau_\sigma)^2} + \frac{1}{\varepsilon_0} iB\omega^{s-1}. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon(\infty)$ диэлектрическая проницаемость соответствующая бесконечной частоте, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m — диэлектрическая постоянная, Γ — параметр затухания, σ_∞ — проводимость на бесконечной частоте, $\tau_\sigma = 1/\omega_0$ — время релаксации тока проводимости, ω_0 — частота резонансной поляризации (определяется по максимуму на частотной зависимости действительной части комплексной проводимости). Эта частота соответствует максимуму на частотной зависимости действительной части комплексной проводимости. τ_n, где $n = 1, 2, \ldots, N$ — времена релаксации различных релаксационных процессов. Соответственно, $\lambda_n = 2\psi/\pi$ — ширина спектра времен релаксации каждого из процессов, ψ — угол раствора дуги диаграммы $\varepsilon''(\varepsilon')$, $\varepsilon_n(0)$ и $\varepsilon_n(\infty)$ — есть максимальная и минимальная диэлектрическая проницаемость для каждого процесса, причем: $\varepsilon_{n+1}(0) = \varepsilon_n(\infty)$, а $\varepsilon_n(\infty) = \varepsilon_N(\infty)$ (подробно см. [17]). В случае, когда поведение диэлектрического отклика описывается эмпирическим законом Дебая, отвечающим за вклад в диэлектрический отклик упорядоченной подсистемы, $\lambda = 0$. Когда вклад в диэлектрический отклик характеризуется неупорядоченной подсистемой (соответствует эмпирическому закону Коула-Коула или Гаврильяка-Негами), то $\lambda \neq 0$. В последнем слагаемом B — постоянная, определяющая частотно независимую составляющую проводимости, s — параметр, характеризующий угол наклона прямолинейных участков на частотной зависимости действительной части комплексной проводимости в логарифмическом масштабе [14].

Если четвертое слагаемое характеризует вклад в диэлектрический отклик процессов низкочастотной проводимости, то третье слагаемое характеризует релаксационную проводимость, имеющую место на более высоких частотах.

Для построения диаграмм дисперсии с использованием математического моделирования, по формуле (3) рассчитывались действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости. При нахождении мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости, следует учитывать, что отрицательные диэлектрические потери противоречат фундаментальным законам физики, поэтому $\varepsilon''(\omega) = |\mathrm{Im}(\varepsilon^*(\omega))|$. Причем модуль берется отдельно для каждого вклада (слагаемого уравнения (3)) в комплексную диэлектрическую проницаемость.

По формуле (3) был проведен расчет диэлектрического отклика образцов керамик KNN с порами и без пор (рис. 2–5) для различных температур. Необходимые для расчета параметры находились из экспериментальных данных по методике, подробно рассмотренной нами в работах [16] и [17]. Как можно видеть, на относительно высоких частотах, в области релаксационной и резонансной дисперсий наблюдается очень хорошее совпадение результатов математического моделирования с экспериментальными данными. В тоже время в области линейной дисперсии, на частотах менее 100 Hz, угол наклона расчетной кривой и наблюдаемой в эксперименте, могут различаться.

Это расхождение особенно существенно у пористых образцов. По всей видимости, в образцах с порами в низкочастотной области существуют дополнительные релаксационные процессы, не учитываемые нами в уравнении (3).

Сравнительный анализ времен релаксации, рассчитанных как для высокочастотных (релаксационная поляризации и релаксационная проводимость), так и для низкочастотных (миграционная поляризация) процессов, не выявил существенных различий для пористых образцов и образца без пор. В тоже время, математическое моделирование показало, что вклад релаксационной проводимости в диэлектрический отклик, присутствующий у всех пористых образцов KNN, у образца без пор имеет место только в температурном интервале: 200 °C < T < 400 °C, что, согласно [18], соответствует моноклинной кристаллической структуре керамики $(K_{0.5}Na_{0.5})NbO_3$. По всей видимости, перестройка структуры из ромбической фазы в моноклинную, протекающая при температуре $\sim$ 200 °C, приводит к образованию дополнительных зарядовых состояний, которые могут вносить вклад в проводимость.

Необходимо отметить, что в эксперименте, на низких частотах (до 100–300 Hz) при температурах до 350 °C у образца без пор, и до $\sim$ 250 °C у пористых образцов, наблюдался сильный разброс значений диэлектрической проницаемости, обусловленный вкладом в диэлектрический отклик миграционной поляризации. Эти точки были исключены из графического представления (рис. 2–5). Тот факт, что у пористых образцов колебания зарядов, являющиеся причиной миграционной поляризации, становятся меньше, может свидетельствовать о стабилизирующей роли зарядовых состояний на внутренней поверхности пор. Так, нельзя исключить возможность „закрепления“ зарядов на ловушках поверхностных уровней. Существование таких дополнительных энергетических уровней также должно вносить вклад в процессы проводимости.

Таким образом, возник интерес провести дополнительный анализ частотных и температурных зависимостей комплексной проводимости.

3. Проводимость

Для проверки вопроса о вкладе проводимости в дисперсионные зависимости диэлектрической проница-

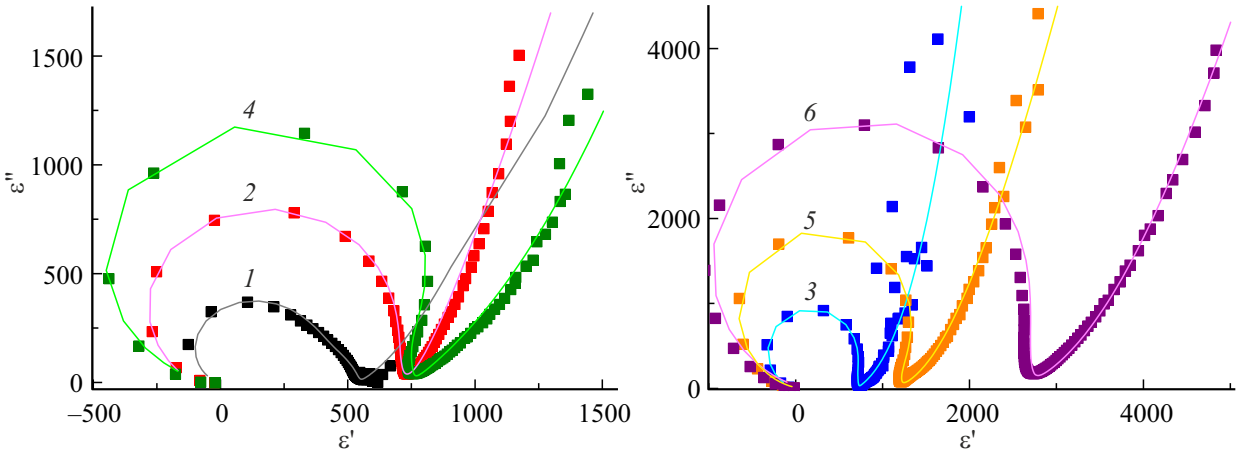


Рис. 2. Диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости образца керамики KNN без пор. Символы — эксперимент, сплошные линии — результат моделирования. Температуры: *1* — 150 °C, *2* — 250 °C, *3* — 300 °C, *4* — 350 °C, *5* — 400 °C, *6* — 420 °C.

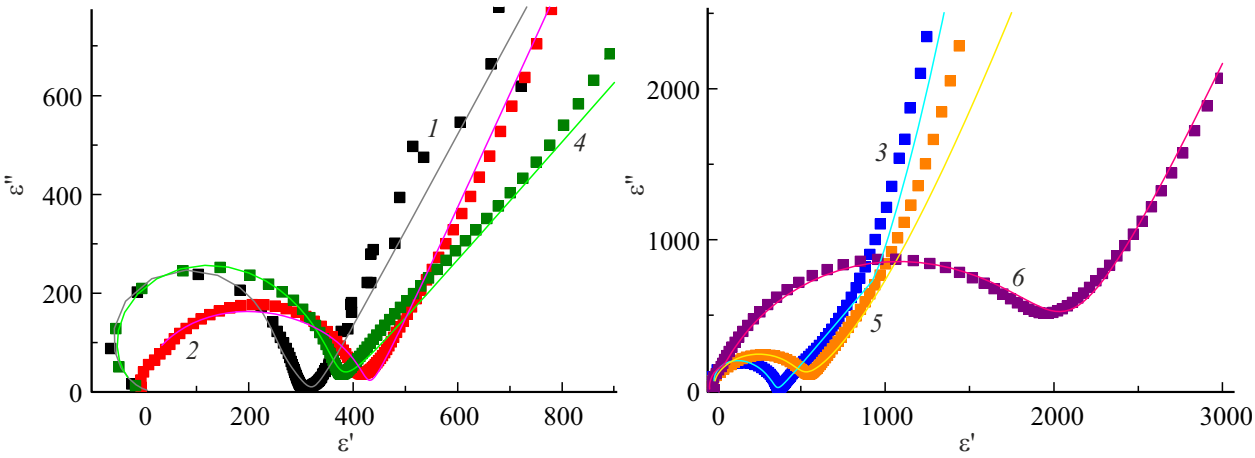


Рис. 3. Диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости образца керамики KNN10. Символы — эксперимент, сплошные линии — результат моделирования. Температуры: *1* — 150 °C, *2* — 250 °C, *3* — 300 °C, *4* — 350 °C, *5* — 400 °C, *6* — 420 °C.

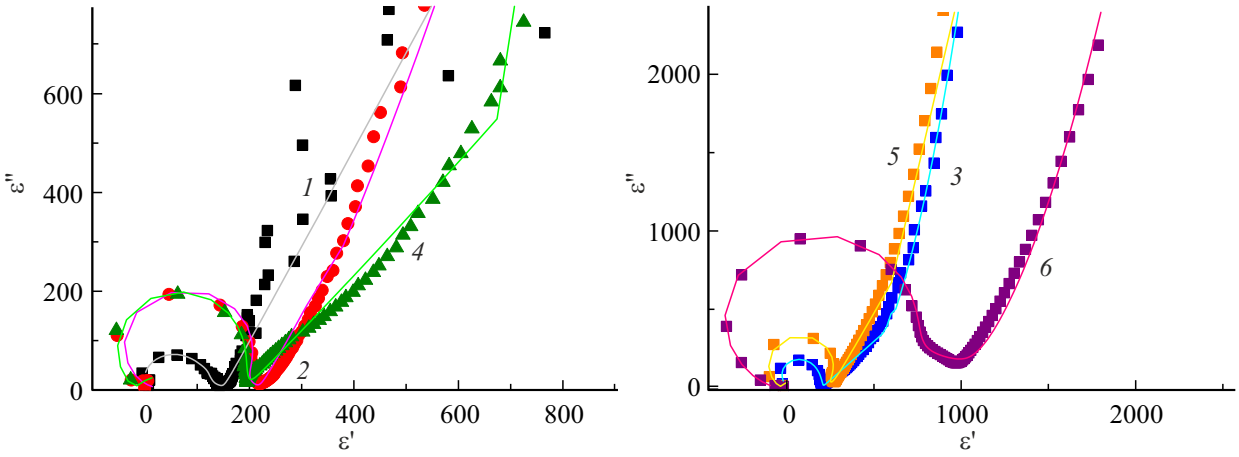


Рис. 4. Диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости образца керамики KNN25. Символы — эксперимент, сплошные линии — результат моделирования. Температуры: *1* — 150 °C, *2* — 250 °C, *3* — 300 °C, *4* — 350 °C, *5* — 400 °C, *6* — 420 °C.

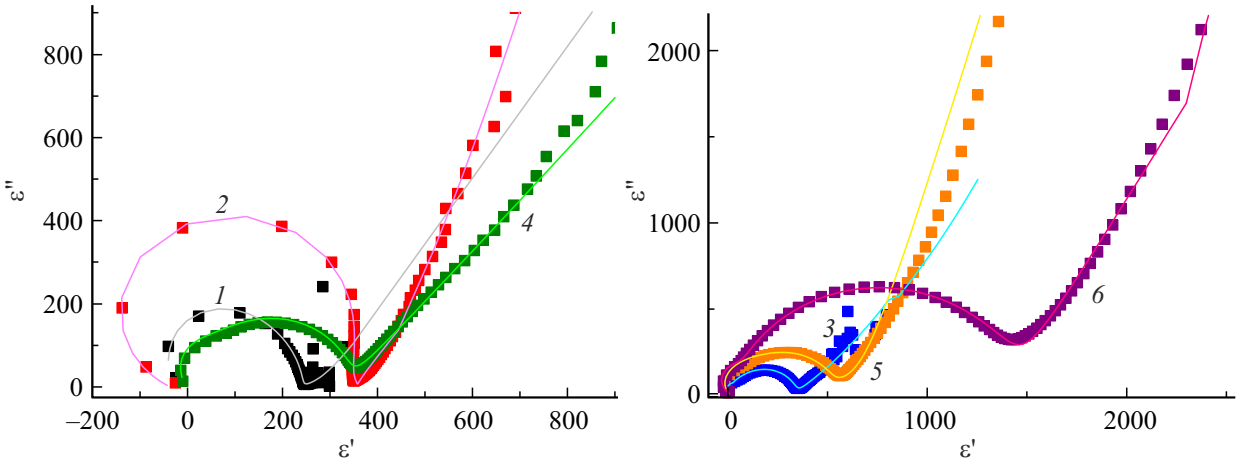


Рис. 5. Диаграммы дисперсии диэлектрической проницаемости образца керамики KNN40. Символы — эксперимент, сплошные линии — результат моделирования. Температуры: *1* — 150 °C, *2* — 250 °C, *3* — 300 °C, *4* — 350 °C, *5* — 400 °C, *6* — 420 °C.

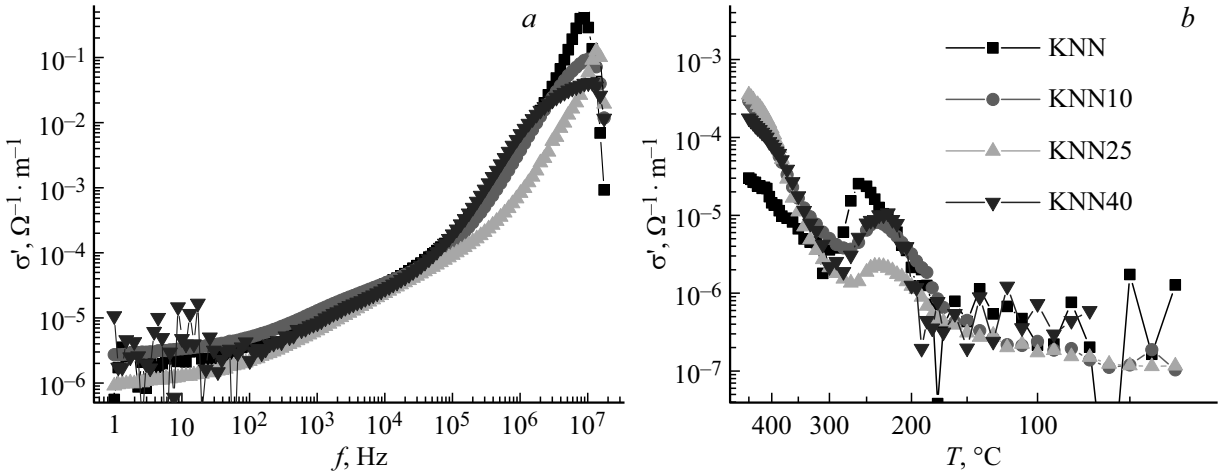


Рис. 6. Частотные (*a*) и температурные (*b*) зависимости действительной части комплексной проводимости образцов KNN, KNN10, KNN25 и KNN40. *a* — температура измерения 300 °C, *b* — частота измерения 100 Hz.

емости и ее возможном влиянии на релаксационные диэлектрические процессы, по данным, полученным с помощью фазочувствительного измерителя иммитанса ВЕКТОР-175, были построены частотные и температурные (рис. 6) зависимости действительной части комплексной проводимости $\sigma'(f)$. Частотные зависимости для всех температур практически аналогичны (на графиках (рис. 6,*a*) показаны зависимости для температуры 300 °C). У всех составов зависимость имеет нелинейный и линейные участки, один из которых практически параллелен горизонтальной оси и приходится на область низких частот до ~ 200 Hz. Это свидетельствует о существовании у всех образцов проводимости, аналогичной проводимости на постоянном токе, т. е. частотно независимой. По температурным зависимостям, построенным для этого частотного диапазона возможен расчет энергии активации носителей заряда, локализованных на ловушках поверхностных уровней.

Поскольку энергия активации процессов проводимости, связанных с дополнительными энергетическими уровнями, считается только для проводимости на постоянном токе, то для расчета была выбрана частота 100 Hz (рис. 6, *b*).

На температурной зависимости проводимости (рис. 6, *b*) хорошо заметно различие в ходе проводимости для образца без пор и с порами. При температурах ниже 200 °C у образца без пор и KNN40 имеет место разброс значений проводимости, аналогичный разбросу, наблюдаемому на зависимостях диэлектрической проницаемости. Обращает на себя внимание значительно меньшее значение проводимости при высоких температурах (выше 350 °C) у образца без пор, по сравнению с пористыми образцами. Возможное объяснение этого экспериментального факта состоит в следующем: как отмечалось во введении, плотная зеренная структура керамики KNN может в процессе спекания задерживать пары

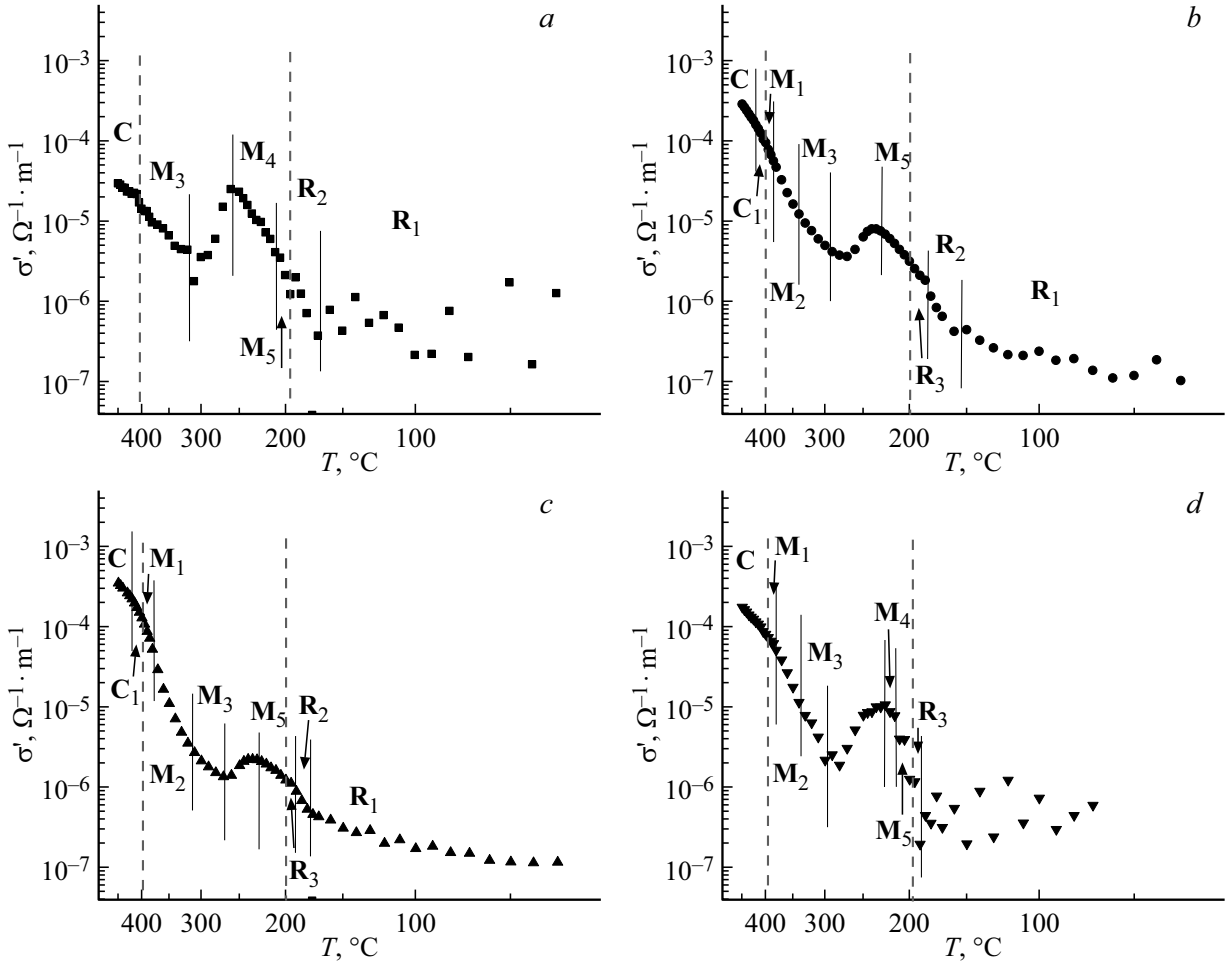


Рис. 7. Температурные зависимости действительной части комплексной проводимости керамик KNN (*a*) KNN10 (*b*), KNN25 (*c*), KNN40 (*d*). Частота измерения 100 Hz. Пунктирными линиями отмечены температуры СФП: ромбическая (**R**) сегнетоэлектрическая фаза — моноклинная (**M**) сегнетоэлектрическая фаза ($T_t = 200\,^\circ$C); моноклинная (**M**) сегнетоэлектрическая фаза — кубическая (**C**) параэлектрическая фаза ($T_c = 400\,^\circ$C) (данные по СФП приведены согласно [18]).

стирола внутри пор, которые затем, в процессе охлаждения, конденсируются на внутренней поверхности пор, а при нагреве образцов происходит повторное разложение остатков полистирола, и выше температуры 350 °C пары стирола, содержащие группу OH^-, могут вносить дополнительный вклад в процессы проводимости. С этим предположением хорошо согласуется зафиксированный факт частичного расхождения результатов моделирования диэлектрического отклика пористых образцов с экспериментальными данными, о чем говорилось выше.

В температурном интервале 250–300 °C у всех образцов наблюдается скачок проводимости, который в физике полупроводников связывают с истощением примесных уровней. Поскольку керамика KNN не является полупроводником, такое поведение можно связать с истощением поверхностных уровней энергии. Такие уровни в керамике, по всей видимости, возникают на границах зерен, а у пористых образцов и на внутренней поверхности пор.

Температурные зависимости действительной части проводимости $\sigma'(1/T)$ строились от обратной температуры в логарифмическом масштабе (рис. 6, *b*, 7). На графике, для удобства анализа, представлена температура (в °C), соответствующая значениям $1/T$ (в 1/K). Такое построение позволяет рассчитать энергию активации процессов проводимости по наклонным прямолинейным участкам температурных зависимостей действительной части комплексной проводимости, которые описываются законом Аррениуса:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right), \tag{4}$$

где E_a — энергия активации, σ_0 — предэкспоненциальный множитель, k — постоянная Больцмана.

Значения E_a рассчитывались для каждого температурного интервала, отмеченного вертикальными чертами на рисунке 7 (вертикальными пунктирными линиями отмечены температуры структурных фазовых переходов (СФП)), буквы соответствуют кристаллографической

Энергии активации образов KNN, рассчитанные для различных температурных интервалов, согласно рисунку 7

Образец	Энергия активации, eV									
	C	C_1	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5	R_3	R_2	R_1
KNN	0.68	–	1.38			1.87	4.05	4.82		0.22
KNN10	1.68	2.04		2.55	1.29	1.37			1.67	0.21
KNN25	1.29	1.95	2.9	2.76	1.05	0.82			1.84	0.23
KNN40	1.30			2.38	2.41	1.32	3.9		–	–

структуре температурной фазы. Результаты приведены в таблице.

Как и следовало ожидать [15], у образца без пор в случае СФП ромбическая — моноклинная фаза имеет место скачок электропроводности, а в случае СФП кубическая — ромбическая фаза присутствует изменение наклона линейного участка. В тоже время у пористых образцов изменения наклонов линейных участков на температурной зависимости электропроводности в координатах Аррениуса не совпадают с температурами СФП, и наблюдается увеличение количества линейных участков, по сравнению с образцом без пор. Как результат, у пористых образцов имеет место большее количество разнообразных энергий активаций (таблица).

Поскольку изменение энергии активации означает изменение механизма электропроводности, то, согласно данным, представленным в таблице, у пористых образцов существуют дополнительные механизмы электропроводности, отсутствующие у образца без пор.

4. Заключение

Проведенный сравнительный анализ диаграмм дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости в области частот 10 Hz–20 MHz показал практически полное соответствие предлагаемой математической модели эксперименту. Частичные расхождения результатов моделирования с экспериментом для пористых образцов объясняются тем, что в уравнении, используемом для моделирования диэлектрического отклика, не учитывался вклад в проводимость зарядов, локализованных на поверхностных уровнях внутренней поверхности пор.

Установлено, что введение в керамику KNN пор, не смотря на незначительное изменение механизмов дисперсии диэлектрической проницаемости, приводит к возникновению дополнительных механизмов комплексной проводимости, о чем свидетельствует увеличение различных энергий активации в пористых образцах. Поскольку, как показано автором [19], разброс значений энергии активации может быть обусловлен хаотичностью распределения примесей (дефектов структуры), а поры в определенной степени можно считать дефектами, то их присутствие и приводит к большему числу различных энергий активаций в пористых образцах, по сравнению с образцом без пор.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] W. Wersing, K. Lubitz, J. Mohaupt. Ferroelectrics **68**, *1*, 77 (1986).
[2] A.N. Rybyanets, D.I. Makarev, N.A. Shvetsova. Ferroelectrics **539**, *1*, 101 (2019).
[3] J. Rödel, K.G. Webber, R. Dittmer, W. Jo, M. Kimura, D. Damjanovic. J. of the European Ceramic Society **35**, *6*, 1659 (2015).
[4] B. Malič, A. Benčan, T. Rojac, M. Kosec. Acta Chimica Slovenica. **55**, *4*, 719 (2008).
[5] J. Wu, D. Xiao, J. Zhu. Chemical Reviews **115**, *7*, 2559 (2015).
[6] О.В. Малышкина, Е.С. Тесникова, Н.Е. Малышева, А.И. Иванова. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. **11**, 198 (2019).
[7] A.N.Reznichenko, M.A. Lugovaya, E.I. Petrova, N.A. Shvetsova A.N. Rybyanets. Ferroelectrics **539**, *1*, 93 (2019).
[8] Y. Li, C. Wei, G. Lunlun, Ruifang Zhang, Xudong Cheng. High Temp. Mater. Processes. **35**, *9*, 955 (2016).
[9] J.G. Ayala-Landeros, V. Saucedo-Rivalcoba, S. Bribiesca-Vasquez, V.M. Castaño, A.L. Martínez-Hernández, C. Velasco-Santos. Science of Sintering **48**, *1*, 29 (2016).
[10] S.E. Gass, M.L. Sandoval, M.H. Talou, A.G.T. Martinez, M.A. Camerucci, E. Gregorová, W. Pabst. Procedia Materials Science **9**, 254. (2015).
[11] O.V. Malyshkina, E.V. Barabanova, N.E. Malysheva, A. Kapustkin, A.I. Ivanova. Ferroelectrics **561**, *1*, 114 (2020).
[12] Д.В. Мамаев, О.В. Малышкина, А.И. Иванова. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. **16**, 219 (2024).
[13] Н.М. Галиярова. В сб. Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Тверь: Изд-во ТГУ. 98 (1991).
[14] A.K. Jonscher. Universal relaxation law: a sequel to Dielectric relaxation in solids. Chelsea Dielectrics Press Limited, London. (1996). 415 p.

[15] Ю.М. Поплавко. Физика диэлектриков. Вища школа. Головное изд-во, Киев. (1980). 400 с.
[16] Н.Е. Малышева, Е.В. Дьякова, О.В. Малышкина. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. **15**, 481 (2023).
[17] О.В. Малышкина, Н.Е. Малышева, Е.В. Дьякова, М. Али. ФТТ **66**, *8*, 1384 (2024).
[18] Б. Яффе, У. Кук, Г. Яффе. Пьезоэлектрическая керамика. Мир, Москва. (1974). 288 с.
[19] Галиярова, Н.М. Диэлектрическая спектроскопия сегнетоэлектриков, фрактальность и механизмы движения доменных и межфазных границ: Дисс. док. физ. мат. наук. Воронежский государственный университет, 2006.

Редактор В.В. Емцев