

УДК 538.955

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НИЗКОЧАСТОТНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ЧИСТОГО И ДОПИРОВАННОГО ИОНАМИ Co^{2+} ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

© 2023 г. О. М. Голицына¹ *, С. Н. Дрождин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

*E-mail: golitsynaom@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.

После доработки 15.05.2023 г.

Принята к публикации 29.05.2023 г.

Исследовано влияние слабого постоянного магнитного поля на низкочастотную диэлектрическую проницаемость кристаллов номинально чистого триглицинсульфата (ТГС): и содержащего ионы кобальта (ТГС + Co^{2+}). В ТГС магнитный эффект существенно анизотропен: он полностью отсутствует, когда векторы \vec{B} и \vec{P}_s коллинеарны и наиболее сильно выражен, когда $\vec{B} \perp \vec{P}_s$ и магнитное поле ориентировано вдоль кристаллофизической оси \vec{a} . В ТГС + Co^{2+} магнитный эффект заметно сильнее чем в ТГС, но практически не зависит от взаимной ориентации векторов \vec{B} и \vec{P}_s .

DOI: 10.31857/S0367676523702307, EDN: JXFIRE

ВВЕДЕНИЕ

Одной из интересных проблем физики конденсированного состояния является заметное изменение макроскопических физических свойств немагнитных сегнетоэлектрических кристаллов, стимулированное слабым магнитным полем (МП) [1–4]. Эти магнитные эффекты могут проявляться как в момент приложения магнитного поля (МП), так и в течение достаточно длительного времени после его воздействия [4–6].

В настоящей работе проведены сравнительные исследования влияния слабого ($B = 0.3$ Тл) постоянного магнитного поля на низкочастотную диэлектрическую проницаемость кристаллов триглицинсульфата (ТГС) – номинально чистого и с примесью ионов кобальта (ТГС + Co^{2+}) в целях получения дополнительной информации о магнитоиндуцированных эффектах в этом сегнетоэлектрике.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Триглицинсульфат – $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ – одноосный сегнетоэлектрик с фазовым переходом II рода $P_{21}/m \rightarrow P_21$. Спонтанная поляризации \vec{P}_s возникает при температуре Кюри $T_C = 49^\circ\text{C}$ вдоль полярной оси \vec{b} . Удобный температурный

интервал существования полярной фазы и чувствительная к присутствию в кристалле дефектов 180° доменная структура делают этот кристалл оптимальным объектом исследования его электрофизических свойств под действием различных внешних полей.

Номинально чистый кристалл высокого качества (диэлектрическая проницаемость в точке Кюри $\epsilon_{\text{макс}} \sim 2 \cdot 10^5$) был выращен из трижды перекристаллизованной соли ТГС в параэлектрической фазе ($59\text{--}51^\circ\text{C}$) со средней суточной скоростью понижения температуры 0.2°C . Кристалл ТГС + Co^{2+} был выращен тем же методом в сегнетоэлектрической фазе ($46\text{--}37^\circ\text{C}$) при суточной скорости понижения температуры $\sim 0.3^\circ\text{C}$ из раствора, содержащего $\sim 10\%$ вес соли CoSO_4 . Образцы со средними размерами $5 \times 5 \times 1$ мм³ изготавливали раскалыванием бруска кристалла по плоскости спайности (010). После длительного (примерно один год) хранения образцов без электродов при нормальных условиях на их полярные поверхности напыляли в вакууме серебряные электроды. Диэлектрическую проницаемость ϵ определяли в интервале температур $20\text{--}47^\circ\text{C}$ из значений емкости C , измеренной в переменном электрическом поле ($E_{\text{изм}} = 7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, $f = 1000$ Гц) с помощью RLC-метра E7-25. Погрешность определения значений ϵ не превышала 5%. Тем-

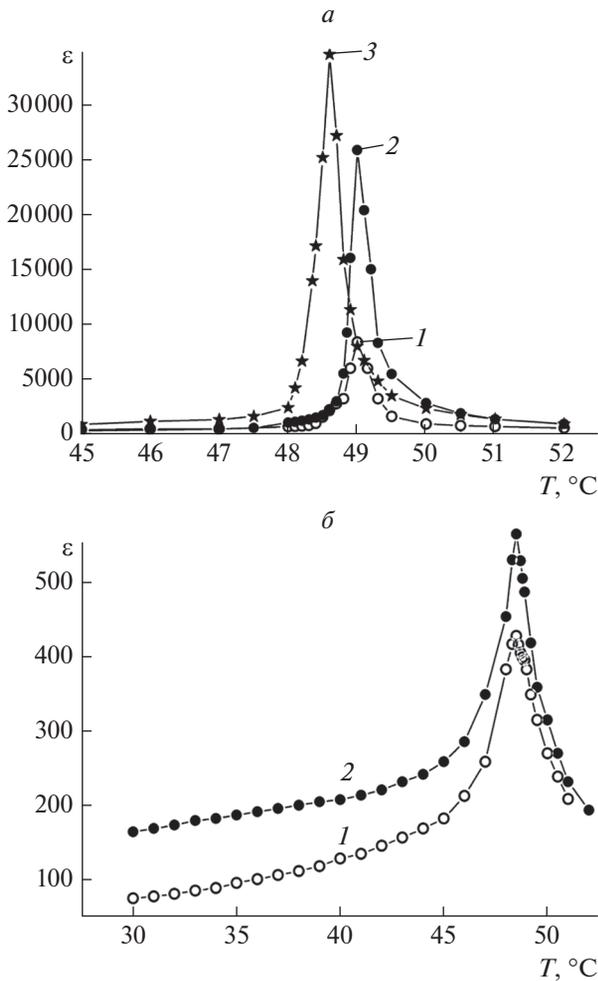


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ . У номинально чистый ТГС (а): 1 – до воздействия МП, 2 – через 2 ч, 3 – через 48 ч после воздействия МП. $\vec{B} \perp \vec{P}_s$, $\vec{B} \parallel \vec{a}$; ТГС + Co^{2+} (б): 1 – до воздействия МП, 2 – через 5.5 ч после воздействия МП. $\vec{B} \parallel \vec{P}_s$.

пературу измеряли электронным термометром ЛТ-300 с точностью $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$.

Образцы помещали в магнитное поле постоянного магнита на 30 мин при комнатной температуре так, чтобы вектор магнитной индукции \vec{B} либо совпадал по направлению с вектором \vec{P}_s , либо был ортогонален \vec{P}_s в направлениях, соответственно, \vec{a} или \vec{c} . Измерения проводили как до экспозиции образцов в МП, так и последовательно через разные (от 0.5 до 360 ч) промежутки времени после удаления МП. Измерения заканчивали, когда изменения электрической емкости образца не превышали погрешности ее определения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Подтвержден установленный ранее [3, 4, 7] анизотропный характер влияния МП на диэлектрическую проницаемость номинально чистого ТГС. Эффект полностью отсутствует, если вектор \vec{B} коллинеарен \vec{P}_s . Воздействие МП на номинально чистый ТГС проявляется только при ортогональности [3, 4] векторов \vec{B} и \vec{P}_s (рис. 1а, 1б).

В беспримесном ТГС после воздействия МП происходит значительное увеличение абсолютных значений ϵ преимущественно в температурном интервале близком к T_C , а также наблюдается некоторое понижение температуры максимума диэлектрической проницаемости (рис. 1а). В кристалле ТГС + Co^{2+} после экспозиции в МП и при $\vec{B} \parallel \vec{P}_s$ наблюдается увеличение значений ϵ , причем в более широком интервале температур, но без соответствующего сдвига максимума ϵ по температурной оси.

Диэлектрическая постоянная, измеряемая в слабом переменном электрическом поле – это сумма индуцированной (решеточной) и доменной составляющих: $\epsilon_{\text{изм}}(T) = \epsilon_{\text{инд}}(T) + \epsilon_{\text{дом}}(T)$, причем в беспримесных кристаллах ТГС $\epsilon_{\text{дом}} > \epsilon_{\text{инд}}$ [8]. Компонента $\epsilon_{\text{инд}}$ определяется изменением величины дипольного момента ячейки во внешнем электрическом поле, а $\epsilon_{\text{дом}}$ – обратимыми колебаниями доменных стенок, связанными с переориентацией дипольного момента в примыкающих к ним ячейках.

Если слабое постоянное магнитное поле стимулирует в кристалле ТГС увеличение вклада осцилляций доменных границ в измеряемую величину ϵ (рис. 1), то это может быть связано: 1) с увеличением общего числа доменных стенок при сохранении их подвижности; 2) с увеличением подвижности доменных стенок без изменения их общего количества; 3) с увеличением и числа и подвижности доменных стенок [4]. В двух последних случаях ведущая роль дефектов, закрепляющих доменные стенки, несомненна.

Даже в высококачественных номинально чистых кристаллах ТГС могут присутствовать: примесные ионы (Si, Mg, Ti, Fe и др.), иные парамагнитные центры (амфотерные ионы глицина, другие ионы и радикалы), способные к обменному взаимодействию и являющиеся центрами захвата и рекомбинации электронов и дырок [9]. Все они могут являться центрами закрепления доменных границ, способными в той или иной мере трансформироваться под действием МП и влиять на их поведение в электрическом поле. Поэтому, выделить роль каждой примеси и определить роль ведущей из них во влиянии на доменную структуру для номинально чистых кристаллов, видимо, нереально. Связывать изменение

величины диэлектрического отклика после воздействия на кристалл МП с доменной структурой можно только исключительно при $T < T_C$. Однако, температурные зависимости $\epsilon(T)$, представленные, например, в [1, 3, 4], а также на рис. 1, показывают, что после приложения МП имеет место отчетливое увеличение значений ϵ и при температурах выше $T(\epsilon_{\max})$, т.е. в параэлектрической фазе, где домены отсутствуют. Очевидно, что в обоих случаях (и выше, и ниже T_C) имеет место комплексная реакция подвижных заряженных элементов кристаллической структуры ТГС на внешнее переменное электрическое поле. Поэтому, в первую очередь необходимо анализировать поведение именно этих элементов структуры ТГС под влиянием внешнего МП, вызывающего наблюдаемое изменение диэлектрического отклика кристалла.

Зависимости $\epsilon(T)$ после воздействия МП измерялись только при нагревании образцов от комнатной температуры до 47°C без их перевода через T_C , поскольку при последующем охлаждении в сегнетоэлектрическую фазу неравновесная доменная структура кристалла при постоянной температуре испытывает длительную релаксацию к равновесию, что проявляется в долговременном спаде значений диэлектрической проницаемости [10, 11], способном исказить эффект влияния МП. На рис. 2 приведены зависимости $\epsilon(T)$ для кристаллов ТГС и ТГС + Co^{2+} в режиме нагревания, как до их помещения в МП с индукцией $\vec{B} \parallel \vec{a}$, так и через разные промежутки времени после удаления образца из поля.

Видно, что зависимости $\epsilon(T)$ после экспозиции кристаллов в МП меняются во времени немонотонно: они начинают расти во всем исследованном температурном интервале почти сразу (через 0.5 ч) после прекращения действия МП и достигают максимальных значений через 30–40 ч (рис. 3а). Примерно через 250 ч наблюдается возврат зависимостей $\epsilon(T)$ к исходным значениям. В кристалле ТГС + Co^{2+} после экспозиции в МП наблюдается более существенное, чем в чистом ТГС увеличение ϵ , но наибольшие значения достигаются позже – примерно через 50–60 ч (рис. 2б), что может свидетельствовать о более выраженном последствии МП в примесном кристалле. Временные зависимости ϵ для исследуемых кристаллов при $\vec{B} \parallel \vec{a}$ приведены на рис. 3а и 3б.

Увеличение значений диэлектрической проницаемости кристалла ТГС + Co^{2+} , когда МП приложено вдоль оси \vec{a} , существенно превышает (вставка на рис. 3б) тот рост ϵ , который наблюдается в чистом ТГС (настоящая работа и [4]), а также в кристалле ТГС + Cr^{3+} [3]. Заметим, что подобное сильное возрастание значений ϵ после воздействия МП вдоль оси \vec{a} наблюдалось ранее

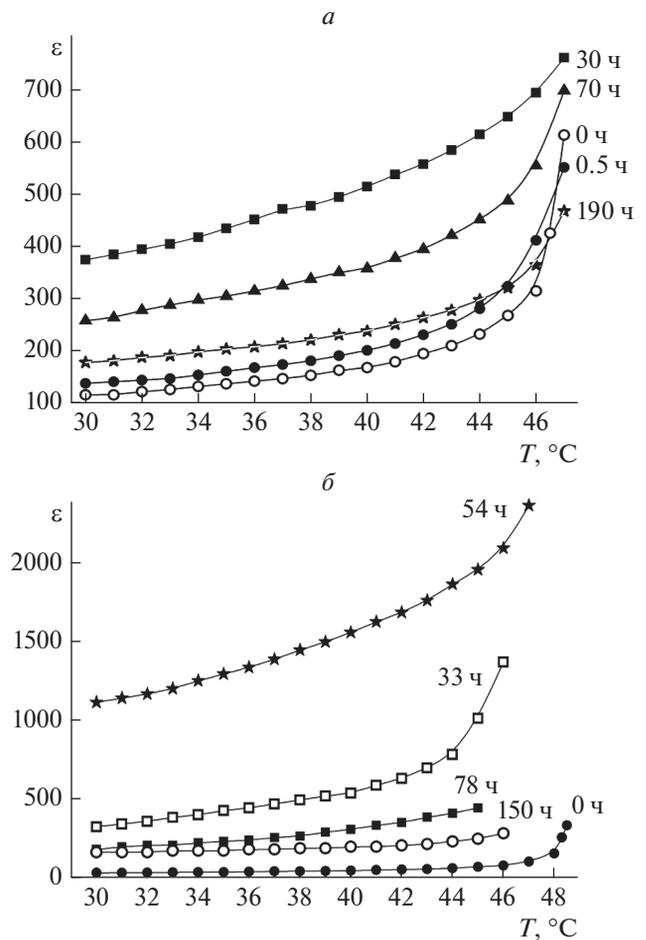


Рис. 2. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ до помещения образца в МП и через разные промежутки времени после удаления образца из МП: кристалл ТГС (а); кристалл ТГС + Co^{2+} (б). $\vec{B} \parallel \vec{a}$.

[4] для номинально чистого ТГС очень низкого качества, сопоставимого по степени дефектности, судя по значениям $\epsilon_{\max} \sim 1.5 \cdot 10^3$, с кристаллом ТГС + Co^{2+} .

Анизотропный характер воздействия МП на кристалл ТГС, как уже говорилось, проявляется в зависимости эффекта от ориентации вектора \vec{B} относительно кристаллографических осей кристалла. На рис. 4а и 4б приведены зависимости $\epsilon(T)$, аналогичные изображенным на рис. 2, но для $\vec{B} \parallel \vec{c}$.

На рис. 5а и 5б, представлены временные зависимости ϵ , соответственно, для кристалла ТГС и ТГС + Co^{2+} при $\vec{B} \parallel \vec{c}$. При сравнении рис. 2а, 3а и 4а, 5а обнаруживается разная временная динамика изменений ϵ кристалла ТГС после воздействия магнитного поля, приложенного либо вдоль оси

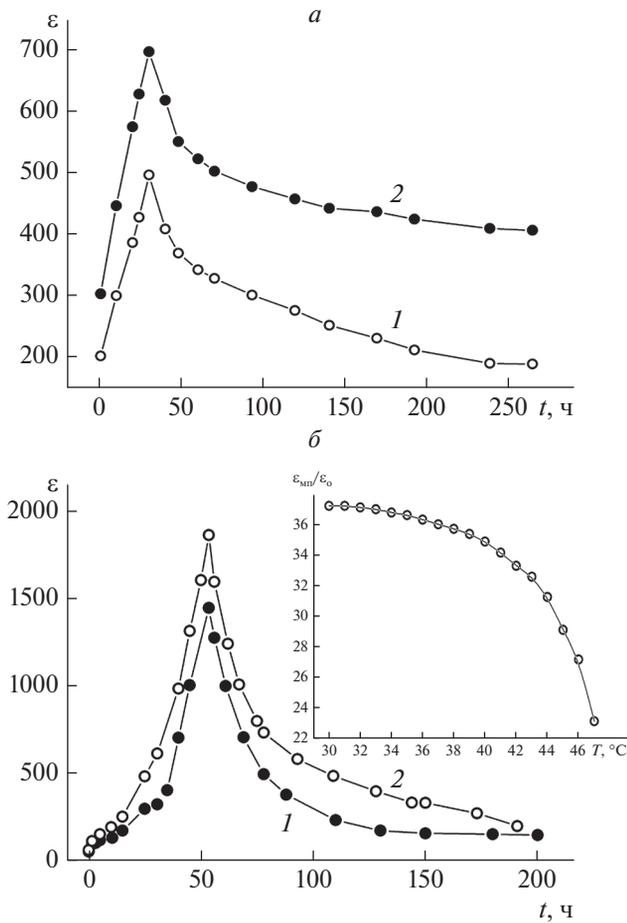


Рис. 3. Временные зависимости ϵ : для кристалла ТГС (а) при температурах 38°C – 1 и 46°C – 2; для кристалла ТГС + Co^{2+} (б) при температурах 38°C – 1 и 44°C – 2. $\vec{B} \parallel \vec{a}$. На вставке: температурная зависимость отношения диэлектрических проницаемостей для кристалла ТГС + Co^{2+} : $\epsilon_{\text{МП}}$ – измеренной через 54 ч после воздействия МП, и ϵ_0 – измеренной до воздействия МП.

\vec{a} , либо вдоль \vec{c} , т.е., соответственно, вдоль доменных границ или перпендикулярно им. Если $\vec{B} \parallel \vec{a}$, уменьшение значений ϵ по отношению к исходным происходит только по прошествии примерно 45–50 ч после выключения МП (рис. 2а и 3а). Если $\vec{B} \parallel \vec{c}$, то наблюдается только магнитоиндуцированное уменьшение ϵ (рис. 4а и 5а).

В кристалле ТГС + Co^{2+} характер зависимостей $\epsilon(T)$ (сравнение рис. 2б и 4б) и $\epsilon(t)$ (рис. 3б и 5б) качественно не меняется, однако приложение магнитного поля вдоль кристаллографической оси \vec{c} приводит: 1) к менее существенному росту значений ϵ ; 2) к тому, что при $\vec{B} \parallel \vec{c}$ эффекты последствия менее продолжительны с тенденцией становиться необратимыми.

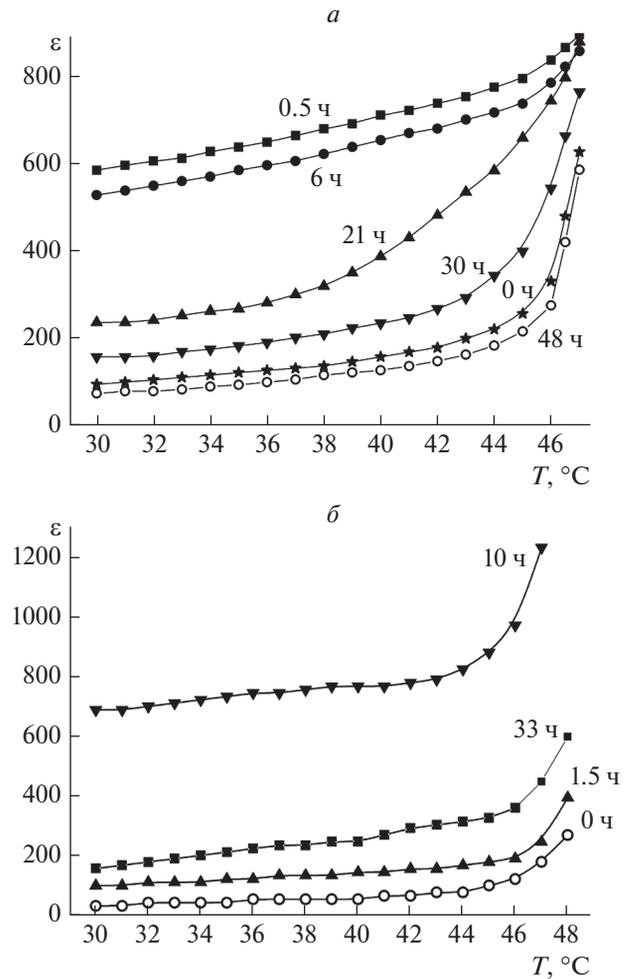


Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ до помещения образца в МП и через разные промежутки времени после удаления образца из МП: номинально чистый ТГС (а); кристалл ТГС + Co^{2+} (б). $\vec{B} \parallel \vec{c}$.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сопоставление приведенных выше экспериментальных зависимостей показывает, что влияние МП на кристаллы ТГС и ТГС + Co^{2+} имеет определенные отличия. Ранее [3] такое различие было продемонстрировано для примесного кристалла ТГС + Cr^{3+} , в котором место примесного иона Cr^{3+} в структуре ТГС было надежно установлено в [12, 13]. Сравнение представленных выше (рис. 3б) данных для ТГС + Co^{2+} с результатами, полученными в [3] (см. рис. 5 там) для ТГС + Cr^{3+} , обнаруживает хорошее совпадение временных зависимостей диэлектрической проницаемости в случае, когда кристаллы экспонировались в МП, приложенном вдоль оси \vec{a} . Но, хотя в [3] использовалось МП с индукцией 2 Тл, а в данной работе

0.3 Тл, эффект, наблюдавшийся в ТГС + Cr³⁺, намного слабее чем в ТГС + Co²⁺, что, видимо, определяется структурными особенностями последнего.

Для кристалла ТГС с примесью кобальта [14–16] отсутствуют надежные экспериментальные данные о вхождении ионов Co²⁺ в кристаллическую решетку ТГС, хотя роль этой примеси в изменении макроскопических сегнетоэлектрических свойств кристалла (спонтанная поляризация, коэрцитивное поле, диэлектрические, пьезоэлектрические и пьезоэлектрические параметры) установлена достаточно надежно. В [15] наблюдаемое снижение значения спонтанной поляризации под влиянием ионов двухвалентного (Co²⁺, Ni²⁺, Cu²⁺) и трехвалентного (Fe³⁺, Cr³⁺) металлов, было связано с частичным ограничением колебательного движения связи С–N (т.е. группы NH₃⁺) в глицине I, к которой, вероятно, и присоединяется примесный ион.

В работе [16], в которой изучались особенности выращивания кристалла ТГС + Co²⁺, было предположено, что ион Co²⁺ является хелатным элементом и, вероятно (по аналогии с Ni²⁺ [16]), образует смешанную, состоящую из молекул воды и глицина, октаэдрическую координационную сферу. Этот комплекс в ТГС + Co²⁺ также, как и в ТГС + Cr³⁺ [12], может значительно модифицировать распределение водородных связей и, таким образом, влиять на внутреннюю структуру сегнетоэлектрика, а, следовательно, и на его свойства. Однако прямые структурные или спектроскопические исследования этого вопроса нам не известны.

В работах [18, 19] исследовались процессы кристаллизации в системах GlyMSO₄·H₂O, где M = Mg²⁺, Mn²⁺, Fe²⁺, Co²⁺, Ni²⁺, Zn²⁺, и были охарактеризованы полученные соединения. В водных растворах глицин в основном существует в виде цвиттериона NH₃⁺CH₂COO⁻, и в растворах систем Gly–M²⁺–SO₄–H₂O возможно образование различных комплексов: Gly–M²⁺–H₂O, Gly–M²⁺–SO₄–H₂O, M²⁺–SO₄–H₂O, M²⁺–H₂O, свободные ионы SO₄²⁻, ионы NH₃⁺CH₂COO⁻, ионы M²⁺. Объединение одной или нескольких молекул глицина с ионом M²⁺ может осуществляться через O или N атом, или через оба атома одновременно, но первый вариант более вероятен для систем, где глицин является цвиттерионом. Было установлено, что при равновесных условиях кристаллизуется система Gly–CoSO₄·5H₂O, в которой два цвиттериона глицина монодентатно присоединены к каждому октаэдру Co–H₂O, образуя кластер Co(H₂O)₄(C₂H₅NO₂)₂. Тетраэдры SO₄ расположены в промежутках между этими изолиро-

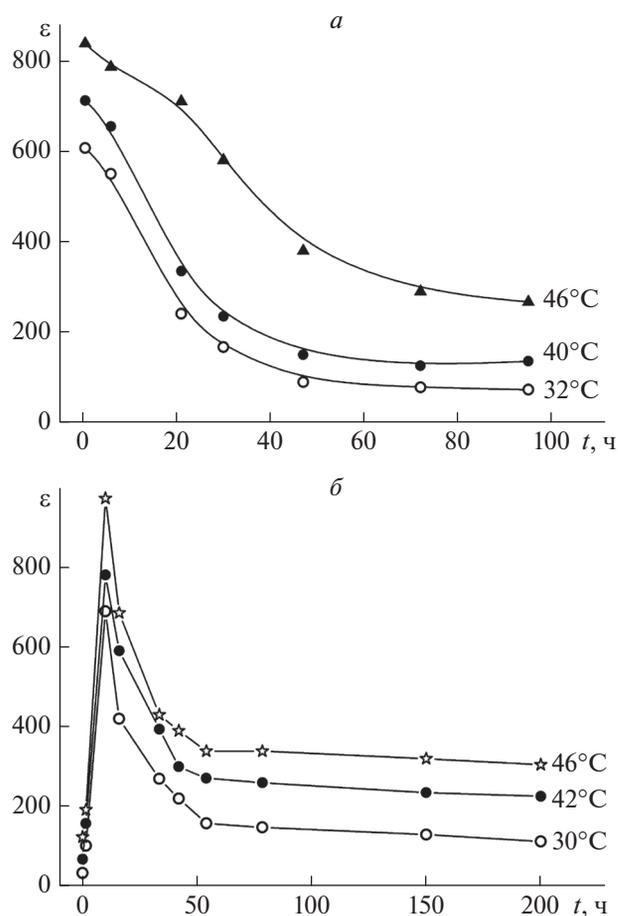


Рис. 5. Временные зависимости ϵ : для кристалла ТГС (а); для кристалла ТГС + Co²⁺ (б) при разном удалении от температуры Кюри. $\vec{B} \parallel \vec{c}$.

ванными группами. Такую, кристаллическую структуру можно рассматривать как состоящую из изолированных звеньев (октаэдры Co–H₂O, кластеры Co₂–H₂O–NH₃⁺CH₂COO⁻ и тетраэдры SO₄), которые связаны друг с другом только водородными связями.

В неравновесных условиях кристаллизуется соединение Gly–CoSO₄·3H₂O. Его кристаллическая структура состоит из двух типов соединенных смешанных октаэдров [Co(H₂O)₄(O–Gly)₂]²⁺ и Co(H₂O)₂(SO₄)₂(O–Gly)₂, образующих бесконечные цепочки, в которых цвиттерионы NH₃⁺CH₂COO⁻ монодентатно координируются с каждым двумя ионами Co²⁺ двумя атомами кислорода из их карбоксильных групп.

Исследование магнитных свойств синтезированных соединений [19] показало, что для Gly–CoSO₄·5H₂O парамагнитная температура Вейсса отрицательна ($\Theta = -21.81$ K), что предполагает антиферромагнитные взаимодействия между

ионами Co^{2+} , а, значит, и антиферромагнитное поведение системы $\text{Gly}-\text{CoSO}_4-5\text{H}_2\text{O}$.

Можно предположить, что в кристалле ТГС + Co^{2+} в позиции между глицинами GlyII и GlyIII [4] образуется хелатный комплекс биглициндисульфат–Co, в котором ионы кислорода соседних тетраэдров SO_4^{2-} участвуют не в шестерной (как в ТГС + Cr^{3+}), а в пятерной координации. Кроме того, в нем, в зависимости от условий процесса кристаллизации могут возникать комплексы $\text{Gly}-\text{CoSO}_4-5\text{H}_2\text{O}$ и $\text{Gly}-\text{CoSO}_4-3\text{H}_2\text{O}$. В случае же большой концентрации соли $\text{Me}^{2+}\text{SO}_4$ в системе, кристаллизующейся при стандартных условиях, также формируется структура $\text{Me}^{2+}\text{SO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, содержащая изолированные октаэдры $[\text{Me}^{2+}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$, тетраэдры $[\text{SO}_4]^{2-}$ и находящиеся между ними свободные молекулы H_2O , связанные водородными связями [19]. Считая в нашем случае концентрацию 10 вес. % соли CoSO_4 достаточно высокой, можно предполагать наличие и таких комплексов в кристалле ТГС + Co^{2+} . Таким образом, структура дефектов в этом кристалле может быть очень сложной и разнообразной и однозначно связать влияние МП с какими-либо из них без детальных структурных исследований пока не представляется возможным.

В [4] обсуждалось поведение протонов на водородных связях в структуре ТГС, способное приводить к наблюдаемым изменениям измеряемой диэлектрической проницаемости под влиянием МП. Указания на важную роль протонов в эффектах, возникающих в немагнитных сегнетоэлектриках под действием МП, содержатся в недавно появившихся публикациях по исследованиям магнитохиральной анизотропии (MChA) [20–22], и его разновидности – диэлектрической магнитохиральной анизотропии (dMChA), наблюдавшейся в кристаллах триглицинсульфата и сегнетовой соли [21, 22]. Явление dMChA на самом деле не имеет прямого отношения к эффектам, исследованным в настоящей работе. Это нелинейный эффект второго порядка, заключающийся в возникновении сигнала второй гармоники тока смещения $J \sim dP/dt$ при одновременном приложении к образцу вдоль полярной оси кристалла синусоидального электрического поля и постоянного магнитного поля. Знак эффекта зависит от взаимной ориентации вектора \vec{V} и вектора поляризации \vec{P} , направление которого задавалось внешним постоянным электрическим полем. Кроме того, эффект наблюдается лишь вблизи фазового перехода, где аномально велики значения ϵ . Вместе с тем, данная информация для наших исследований полезна тем, что указывает на принципиальную возможность до-

полнительных видов движения связанных зарядов, в частности, стимулированной магнитным полем ориентации “протонных” магнитных моментов [22].

В кристалле ТГС + Co^{2+} , в отличие от номинально чистого ТГС, как было показано, возможно существование множества различных комплексов, и поэтому увеличивается “число степеней свободы” для движения, как в МП, так и в измерительном электрическом поле, связанных зарядов – в первую очередь – протонов на водородных связях, в том числе, и незаполненных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнительное исследование влияния слабого постоянного магнитного поля на низкочастотную диэлектрическую проницаемость кристаллов номинально чистого ТГС и ТГС с примесью ионов Co^{2+} . Проанализированы возможные причины качественных и количественных различий в реакции этих кристаллов на действие МП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левин М.Н., Постников В.В., Палагин М.Ю. // ФТТ. 2003. Т. 45. № 9. С. 1680; Levin M.N., Postnikov V.V., Palagin M.Yu. // Phys. Solid State. 2003. V. 45. No. 9. P. 1763.
2. Якушкин Е.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. № 7. С. 415; Yakushkin E.D. // JETP Lett. 2014. V. 99. No. 7. P. 415.
3. Иванова Е.С., Румянцев И.Д., Петржик Е.А. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 1. С. 125; Ivanova E.S., Rumyantsev I.D., Petrzhik E.A. // Phys. Solid State. 2016. V. 58. No. 1. P. 127.
4. Golitsyna O.M., Drozhdin S.N. // Ferroelectrics. 2020. V. 567. No. 1. P. 244.
5. Головин Ю.И. // ФТТ. 2004. Т. 46. № 5. С. 769; Golovin Yu.I. // Phys. Solid State. 2004. V. 46. No. 5. P. 789.
6. Моргунов Р.Б. // УФН. 2004. Т. 174. № 2. С. 131; Morgunov R.B. // Phys. Usp. 2004. V. 47. No. 2. P. 125.
7. Гайнутдинов Р.В., Иванова Е.С., Петржик Е.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 2. С. 84; Gainutdinov R.V., Ivanova E.S., Petrzhik E.A. et al. // JETP Lett. 2017. V. 106. No. 2. P. 97.
8. Новик В.К., Лотонов А.М., Гаврилова Н.Д. // ФТТ. 2009. Т. 51. № 7. С. 1338; Novik V.K., Lotonov A.M., Gavrilova N.D. // Phys. Solid State. 2009. V. 51. No. 7. P. 1414.
9. Лысаков В.С. // Вестник ОГУ. 2009. № 9. С. 155.
10. Дрождин С.Н., Голицына О.М. // ФТТ. 2012. Т. 54. № 6. С. 853; Drozhdin S.N., Golitsyna O.M. // Phys. Solid State. 2012. V. 54. No. 6. P. 905.
11. Golitsyna O.M., Drozhdin S.N., Grechkina M.N. et al. // Ferroelectrics. 2017. V. 506. No. 1. P. 127.
12. Виндиш В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 5. С. 914.

13. *Wartewig S., Volkel G., Windsch W.* // *Ferroelectrics*. 1978. V. 19. P. 131.
14. *Цедрик М.С.* Физические свойства кристаллов семейства триглицинсульфата (в зависимости от условий выращивания). Минск: Наука и техника, 1986. 216 с.
15. *Gaffar M.A., Al-Houtyi L.I., Al-Muraikhit M., Mohamed A.A.* // *J. Physics C*. 1988. V. 21. P. 1821.
16. *Prokopová L., Mièka Z., Novotný J., Malina V.* // *Mater. Structure*. 2000. V. 7. No. 2. P. 67.
17. *Peterková J., Podlahová J., Loub J., Mièka Z.* // *Acta Cryst. C*. 1991. V. 47. P. 2664.
18. *Fleck M., Bohaty L.* // *Acta Crystallogr.* 2006. V. C62. P. M22.
19. *Tepavitcharova S., Rabadjieva D., Havlíček D. et al.* // *J. Mol. Struct.* 2012. V.1018. P.113.
20. *Atzori M., Train C., Hillard E.A. et al.* // *Chirality*. 2021. V. 33. P. 844.
21. *Rikken G.L.J.A., Avarvari N.* // *Nature Commun.* 2022. V. 13. P. 3564.
22. *Rikken G.L.J.A., Avarvari N.* // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 106. Art. No. 224307.

The effect of a static magnetic field on the low-frequency dielectric permittivity of nominally pure and Co^{2+} ions doped triglycine sulfate crystals

O. M. Golitsyna^{a, *}, S. N. Drozhdin^a

^a*Voronezh State University, Voronezh, 394026 Russia*

^{*}*e-mail: golitsynaom@yandex.ru*

The effect of a weak static magnetic field on the low-frequency dielectric permittivity of the crystals of nominally pure triglycine sulfate (TGS): and TGS containing cobalt ions (TGS + Co^{2+}) is investigated. In TGS, the magnetic effect is essentially anisotropic: it is completely absent when the vectors \vec{B} and \vec{P}_s are collinear and is most pronounced when $\vec{B} \perp \vec{P}_s$ and the magnetic field is oriented along the crystallophysical axis \vec{a} . In TGS + Co^{2+} magnetic effect is noticeably stronger than in TGS, but practically does not depend on the mutual orientation of vectors \vec{B} and \vec{P}_s .