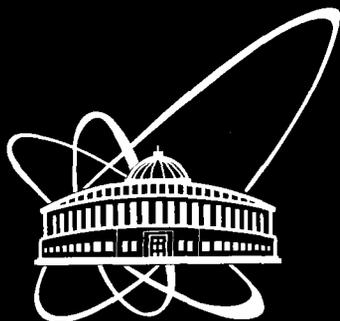




XJ0300066



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9-2002-244

В. В. Ефимов, В. В. Иванов<sup>1</sup>, Е. А. Клевцова<sup>1</sup>,  
С. И. Тютюнников

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ  
В КРИСТАЛЛАХ ТГС,  
ОБЛУЧЕННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ  
ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

---

<sup>1</sup>Тверской государственной университет

2002

## ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоэлектрические материалы находят широкое применение во многих областях современной техники: гидроакустике, оптике, радио- и измерительной технике. Большое применение получили пьезоэлектрические приёмники излучения, рабочими телами которых являются кристаллы группы триглицинсульфата (ТГС). Значительный интерес (как научный, так и практический) в таких объектах представляют релаксационные явления, происходящие после различных внешних воздействий (электрическое поле, изменение температуры, механическое напряжение). Также при контроле различных диэлектриков, в частности при диагностике их прочности и жесткости, практический интерес представляет изучение электрических релаксационных характеристик. Для этих систем характерно множество метастабильных состояний и, как следствие, медленная релаксация к термодинамическому равновесию.

Анализ литературы показывает, что в настоящее время исследованиям процессов переключения сегнетоэлектриков при изменении электрического поля, температуры, механического напряжения, проводимым различными методами, посвящено большое количество работ.

В большинстве работ [1 – 20] было показано, что процессы переключения сегнетоэлектриков и сегнетоэластиков можно исследовать, используя изучение временных зависимостей низкочастотной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  [1] либо путем обработки временных зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta$  [2], обладающего большой чувствительностью к состоянию доменной и дефектной структуры кристалла, статического пьезоэлектрического коэффициента  $\gamma^p$  [3], внутреннего трения [4] и других величин, после приложения к сегнетоэлектрическому кристаллу внешнего электрического поля  $E_{\text{вн}}$ . Временные процессы наблюдались также при изучении внутреннего трения в сегнетоэластиках [4,5]. Все исследователи связывают наблюдаемые релаксационные процессы в сегнетоэлектриках с изменением состояния доменной структуры под действием  $E_{\text{вн}}$ .

Одна из первых работ, посвященная исследованию изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков при переполяризации, опубликована Мишаровой [6]. В статье выводятся выражения для изменения диэлектрической проницаемости и аномального импеданса сегнетоэлектриков при переключении на основе феноменологического описания процесса переполяризации в постоянном поле.

Среди отечественных работ, посвященных исследованию временных зависимостей  $\epsilon$  при переполяризации сегнетоэлектриков, необходимо отметить работы Камышевой,

Дрождина, Сидоркина, Сердюк, Прасолова, Гладкого [1,2,7 – 11], выполненные на различных образцах (ТГС, ДТГС, ТГС с примесью Cr, KDP, CDP).

Авторы связывают изменение  $\epsilon$  с процессами перестройки доменной структуры, происходящими в сегнетоэлектрике под действием электрического поля. Как отмечают авторы, процессы релаксации поляризации не являются простыми даже в хорошо изученном кристалле ТГС, а физическая картина релаксационного процесса зависит от величины приложенного к кристаллу переполяризующего поля, температуры, наличия естественных или специально введенных примесей, наличия дефектов, а также от характера внешнего воздействия, выводящего систему из равновесного состояния.

По данным авторов [1,2,7 – 11] кривые  $\epsilon(t)$  имеют одинаковый характер для всех исследованных кристаллов (ТГС, ТГС+Cr<sup>3+</sup>, KDP, CDP, ДТГС): значения  $\epsilon$  уменьшаются по экспоненциальному закону с двумя (тремя [7]) временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , т.е.

$$\epsilon(t) \sim \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

где  $t$  – общее время переключения системы,  $\tau$  – время релаксации процесса.

Авторы связывают наличие двух времен релаксации с двумя типами потенциальных рельефов, обусловленных взаимодействием доменных границ с точечными дефектами, в потенциальном рельефе которых движется к положению равновесия доменная граница. Исследования [2,3,8,9,12] показали, что время релаксации  $\tau$  уменьшается с ростом величины электрического поля. В ряде статей приводятся довольно противоречивые экспериментальные результаты относительно температурной зависимости  $\tau$  [1 – 4,7 – 14]. Например в [13] отмечалось, что температурная зависимость времени релаксации  $\tau$  описывается уравнением Аррениуса с постоянными значениями энергии активации  $H$  и предэкспоненциального множителя  $\tau_0$  :

$$\tau = \tau_0 \exp(H/kT), \quad (2)$$

в то время как в [1,2] обнаружена сильная зависимость  $H$  от температуры. В [5,8] для описания температурного хода  $\tau$  для кристаллов CDP и KDP предложено уравнение типа Аррениуса, но с существенно температурно-зависимыми не только  $H$ , но и  $\tau_0$ . По данным работ [3,4,7,9] зависимость  $\tau(T)$  для чистого ТГС и с радиационными примесями не подчиняется уравнению типа Аррениуса, а имеет экстремальный характер [3].

Результаты исследования эволюции диэлектрических свойств или поляризации кристаллов, полученные в последнее время, в частности выводы о временных законах изменения  $\epsilon$  и  $P$ , во многом противоречивы. Причиной этого, по-видимому, является тот факт, что при измерениях различными были: стадии релаксации, начальные условия, объекты и величины, релаксация которых рассматривалась.

В [21] показано, что в соразмерной фазе кристалла  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  для релаксации  $\epsilon$  выполняется закон Кольрауша

$$\epsilon(t) \sim \exp(-t/\tau)^\alpha, \quad (3)$$

где  $\tau$  - среднее по образцу время релаксации,  $0 < \alpha < 1$  и зависит от температуры.

В качестве воздействия, выводящего систему из равновесия, в [21] выступило изменение температуры  $T$ .

В [22 – 24] упоминается также о том, что релаксация поляризации хорошо описывается эмпирическим законом Кольрауша

$$P(t) \sim \exp(-t/\tau)^\alpha. \quad (4)$$

Целью данной работы явилось исследование релаксации диэлектрической проницаемости при коммутации внешнего электрического поля кристаллов триглицинсульфата, облученных сильноточным пучком импульсных электронов. Параметры пучка: энергия  $E = 250$  кэВ, плотность тока  $I = 1000$  А·см<sup>-2</sup>, флюенс  $\Phi = 15$  Дж·(см<sup>-2</sup>·имп.<sup>-1</sup>), длительность импульса  $\tau = 300$  нс, плотность пучка  $5 \cdot 10^{15}$  электронов/см<sup>2</sup> за импульс. Количество импульсов (в дальнейшем – доза облучения) составило: 0, 10, 70, 150 и 500 импульсов.

## РЕЛАКСАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПРИ КОММУТАЦИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Перед проведением измерения образец подвергался воздействию постоянного электрического поля, а затем на него скачком подавалось поле противоположной полярности (рис.1), после чего проводилось измерение временной зависимости емкости на установке, показанной на рис.2. Относительная ошибка измерения диэлектрической проницаемости составляла не более 5 %.

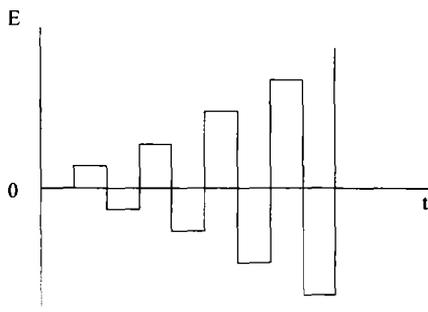


Рис.1. Методика измерения электрического поля

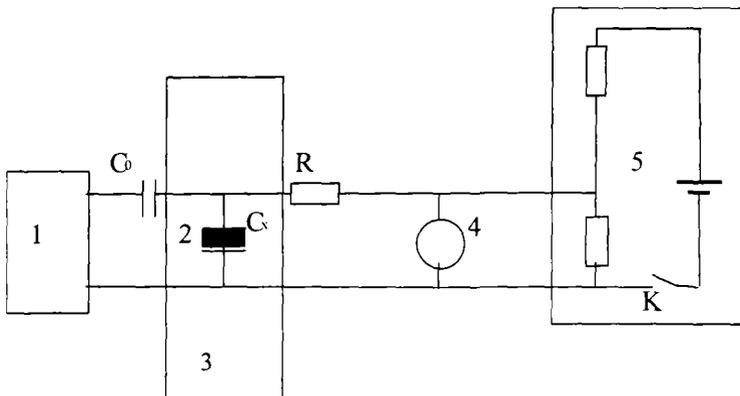
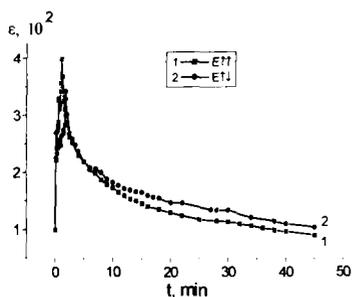
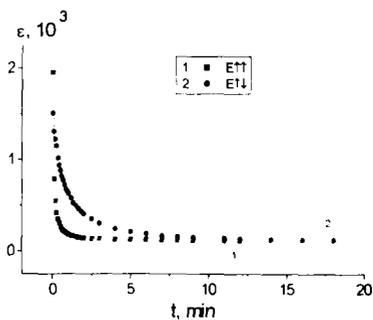


Рис.2. Принципиальная схема установки для исследования релаксации диэлектрической проницаемости при коммутации внешнего электрического поля. 1 – мост универсальный; 2 – образец; 3 – термостат; 4 – вольтметр; 5 – источник напряжения.

Релаксационные временные зависимости диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) измерялись при приложении к образцу постоянного электрического поля ( $E=20 - 210$  В/см). При изменении внешнего электрического поля на противоположное наблюдалась немонотонная временная зависимость  $\epsilon$ , которая сначала растет до максимального значения ( $\epsilon_{\text{макс}}$ ), затем убывает до установившегося значения ( $\epsilon_{\text{уст}}$ ). Процесс релаксации считался законченным, если  $\epsilon_{i+1} - \epsilon_i \leq 0,01 \cdot \epsilon_{\text{макс}}$  за 1 минуту.



а)



б)

Рис.3. Временные зависимости  $\epsilon$  необлученного кристалла ТГС (а) и ТГС 70 импульсов (б) при  $T=35^\circ\text{C}$  и  $E=53$  В/см, соответствующие различным направлениям внешнего поля.

Возрастание диэлектрической проницаемости происходило в период от 1 сек до 3 мин в зависимости от условий опыта (температура, направление и величина коммутирующего поля), а все переключение занимало от 5 мин до 1 ч (также в зависимости от внешних условий и исследуемого кристалла).

В униполярных кристаллах протекание процессов переполаризации зависит от направления внешнего поля. Причиной этого является существование в таких кристаллах внутреннего поля. На рис.3 представлены типичные временные зависимости  $\epsilon$  необлученного кристалла ТГС и ТГС, облученного 70 импульсами, измеренные в режиме переполаризации для двух противоположных направлений внешнего поля. Кривая 1 соответствует направлению внешнего электрического поля, совпадающего с направлением внутреннего поля кристалла, а для кривой 2 внешнее поле антипараллельно внутреннему. Анализ кривых показал, что при сонаправленности полей максимальное значение  $\epsilon$  больше, чем в случае несонаправленных полей, а равновесное значение при сонаправленности полей меньше, причем установившееся значение диэлектрической проницаемости выше, чем до приложения поля. Такая закономерность присуща всем исследованным кристаллам. Также из рисунка видно, что в случае сонаправленных полей процессы переключения протекают быстрее, чем в случае несонаправленности. Наибольшее влияние внутреннее поле оказывает в малых внешних полях. С ростом напряженности коммутирующего поля  $E$  и температуры влияние внутреннего поля ослабевает, при  $E=210$  В/см кривые 1 и 2 почти не отличаются друг от друга (рис.4 а, б). При увеличении внешнего электрического поля время переключения сегнетоэлектрического кристалла убывает.

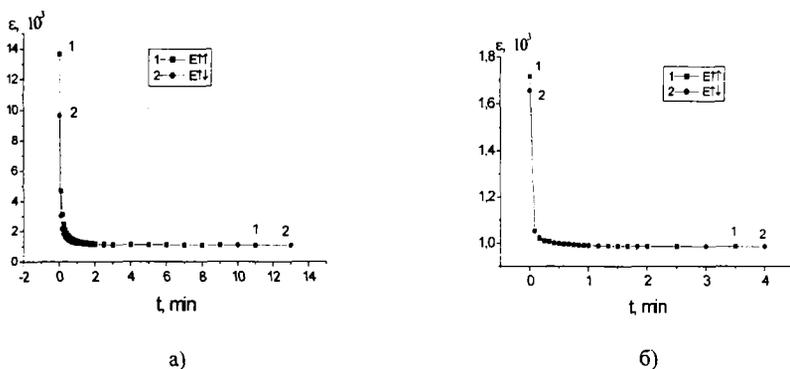


Рис.4. Временные зависимости  $\epsilon$  для кристалла ТГС 70 импульсов при  $T=47.8^{\circ}\text{C}$  и  $E=53\text{В/см}$  (а),  $E=210\text{ В/см}$  (б), соответствующие различным направлениям внешнего поля

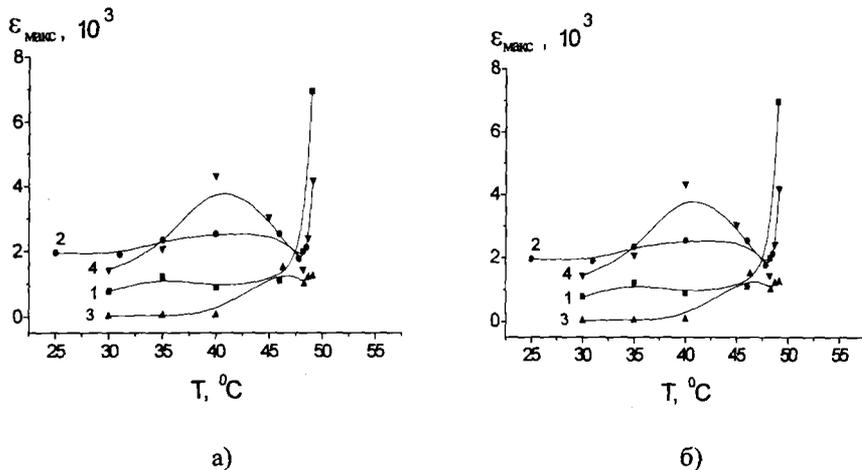


Рис.5. Температурная зависимость  $\epsilon_{\text{max}}$  для кристалла с дозой облучения 70 импульсов при различной напряженности коммутлирующего поля  $E$ : а) кривая 1 –  $E=53$  В/см, 2 –  $E=105$  В/см, 3 –  $E=160$  В/см, 4 –  $E=210$  В/см и для разных доз при  $E=160$  В/см б): кривая 1-ТГС 0, 2 – ТГС 70, 3 – ТГС 150, 4 – ТГС 500 импульсов.

Аналогичные закономерности наблюдаются при исследовании всех облученных кристаллов. Рис. 5,а отражает температурную зависимость максимального значения диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{max}}$  кристалла ТГС с дозой облучения 70 импульсов при различной напряженности коммутлирующего поля в случае несонаправленности полей. Из рисунка видно, что при увеличении температуры величина максимального значения диэлектрической проницаемости возрастает. Аналогичный рост присущ всем исследованным кристаллам (рис.5,б), такое поведение температурной зависимости  $\epsilon_{\text{max}}$  согласуется с диэлектрическими свойствами сегнетоэлектриков.

Однако замечено, что у всех облученных кристаллов наблюдается минимум в районе  $48^\circ\text{C}$ . Следует отметить, что температуры фазового перехода (ФП) для исследованных кристаллов отличаются, и мы не сочли возможным исследовать релаксационные свойства непосредственно вблизи точки Кюри (наибольшее значение температуры, при которой проводились исследования, соответствовало  $48,6^\circ\text{C}$ ). Также следует отметить, что облучение кристаллов ТГС импульсными электронами приводит к уменьшению  $\epsilon_{\text{max}}$  по сравнению с  $\epsilon_{\text{max}}$  необлученных кристаллов при приближении к точке Кюри. Общий ход температурной

зависимости равновесного значения  $\epsilon_{уст}$  для ТГС 500 импульсов при разной напряженности коммутлирующего поля иллюстрирует рис. 6. Из рисунка видно, что при увеличении температуры наблюдается увеличение  $\epsilon_{уст}$ .

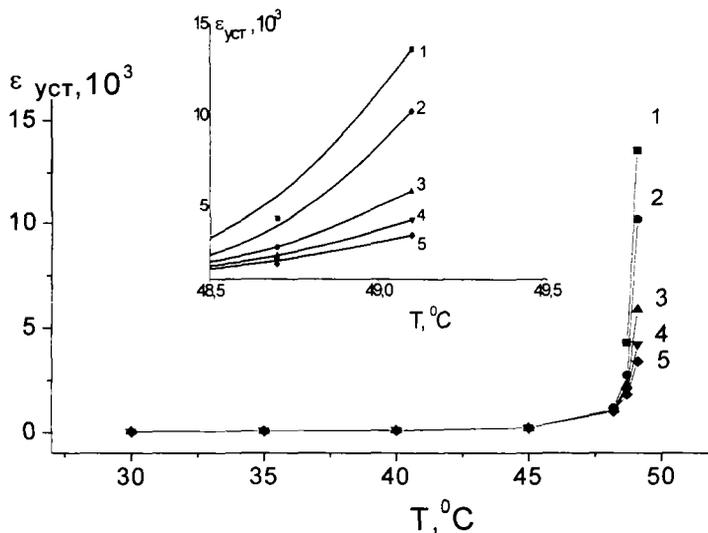


Рис. 6. Температурная зависимость  $\epsilon_{уст}$  для ТГС 500 импульсов при разной напряженности коммутлирующего поля: кривая 1 –  $E = 38$  В/см, 2 –  $E = 95$  В/см, 3 –  $E = 190$  В/см, 4 –  $E = 290$  В/см, 5 –  $E = 380$  В/см (на вставке- та же зависимость в увеличенном масштабе).

Также замечено, что в районе фазового перехода с увеличением напряженности приложенного поля равновесное значение  $\epsilon_{уст}$  уменьшается, что не противоречит известным литературным данным. Аномалий на данной зависимости для исследованных облученных кристаллов не обнаружено.

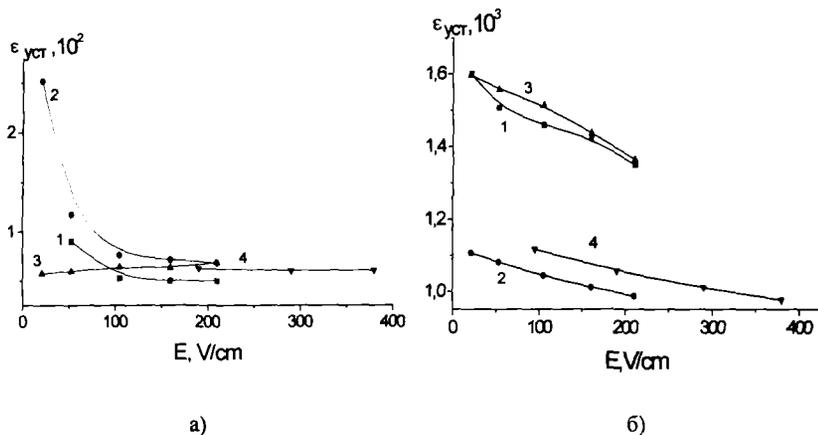


Рис. 7. Полевая зависимость  $\epsilon_{уст}$  для кристаллов с разными дозами облучения при  $T = 35^{\circ}\text{C}$  а) и при  $T = 48.2^{\circ}\text{C}$  б): кривая 1 – необлученный ТГС, 2 – ТГС 70 импульсов, 3 – ТГС 150 импульсов, 4 – ТГС 500 импульсов

На рис.7 показана полевая зависимость равновесного значения диэлектрической проницаемости для различных доз облучения. Видно, что при  $T=35^{\circ}\text{C}$  для необлученного ТГС и ТГС, облученного дозой 70 импульсов, величина равновесного значения диэлектрической проницаемости уменьшается с увеличением поля.

При приближении к ФП замечено, что дозы облучения 70 и 500 импульсов уменьшают значение  $\epsilon_{уст}$ , а для кристалла, облученного дозой 150 импульсов, значения  $\epsilon_{уст}$  близки к значениям необлученного кристалла ТГС.

Рис. 8 отражает временные зависимости  $\epsilon$  для необлученного кристалла ТГС при  $T=35^{\circ}\text{C}$  и различных значениях напряженности внешнего электрического поля. Из рис. 7 видно, что при увеличении коммутирующего поля значения  $\epsilon$  уменьшаются, и зависимость имеет более резкий спад. Также необходимо отметить, что при увеличении поля процесс переключения заканчивается быстрее. Подобные зависимости наблюдаются для всех исследованных кристаллов (для всех доз) при всех температурах.

На рис.9 представлены временные зависимости  $\epsilon$  для разных доз облучения при фиксированном значении  $E$  и различной температуре. Видно, что при увеличении температуры значения  $\epsilon$  увеличиваются, такая зависимость характерна для всех исследованных кристаллов. Также из рисунка видно, что для кристаллов ТГС время переключения уменьшается при увеличении температуры.

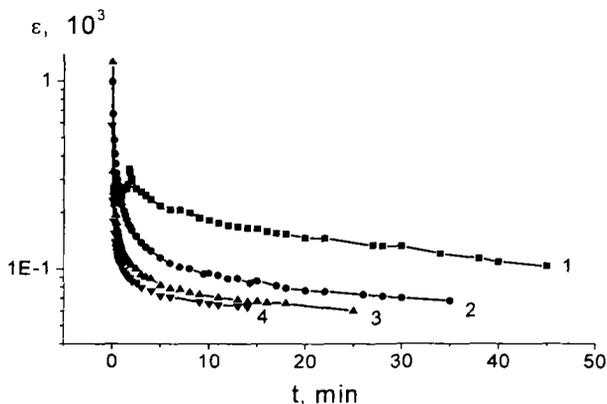


Рис.8 Временные зависимости  $\epsilon$  для необлученного кристалла ТГС при  $T=35^{\circ}\text{C}$  и различных значениях напряженности внешнего электрического поля ( $E$ ): кривая 1 –  $E = 53 \text{ В/см}$ , 2 –  $E = 105 \text{ В/см}$ , 3 –  $E = 160 \text{ В/см}$ , 4 –  $E = 210 \text{ В/см}$

Температурная зависимость времени переключения при  $E=160 \text{ В/см}$  для различных доз облучения представлена на рисунке 10.

Из рисунка видно, что при приближении к точке Кюри время переключения системы уменьшается для всех исследованных кристаллов, за исключением небольшого максимума, приходящегося на область перестройки доменной структуры ( $35 - 39^{\circ}\text{C}$ ), характерной для кристаллов ТГС, что согласуется с литературными данными. Замечено, что для кристаллов с дозой 70 и 500 импульсов время переключения меньше, чем у необлученного кристалла и кристалла с дозой 150 импульсов, на всем интервале исследованных температур.

В результате компьютерной обработки временных зависимостей  $\epsilon$  были получены температурные зависимости времени релаксации  $\tau$ . Следует отметить, что время релаксации  $\tau$  – это параметр, подбираемый программой. Температурные зависимости времени релаксации  $\tau$  представлены на рис.11 для различных доз облучения при фиксированном значении поля  $E$ . При увеличении поля и приближении температуры к температуре фазового перехода время релаксации уменьшается. Аналогичное поведение зависимости наблюдается для всех исследованных кристаллов. На рис.12 представлена сравнительная характеристика температурной зависимости времени релаксации для различных доз облучения при фиксированном значении поля  $E$ .

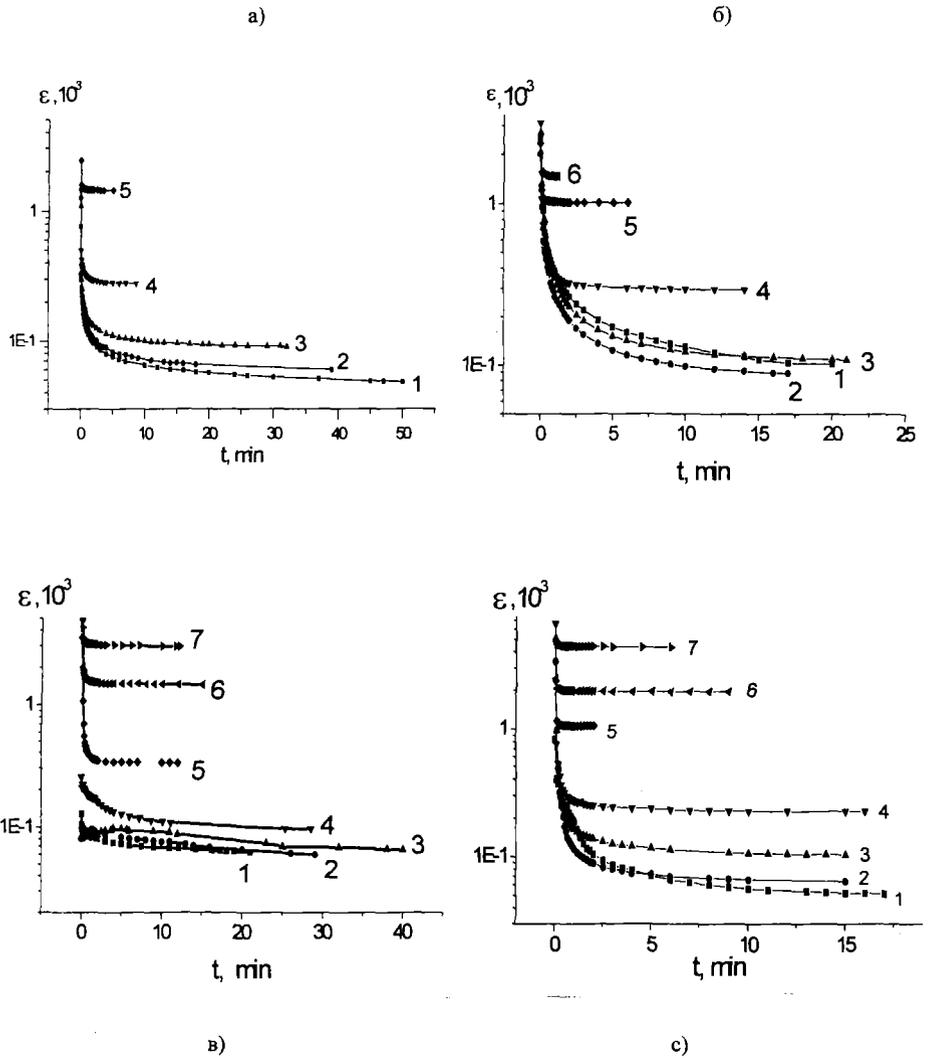


Рис. 9. Временные зависимости  $\epsilon$  для разных доз облучения при  $E=160$  В/см и различной температуре: а) ТГС 0: кривая 1  $-T=30^\circ\text{C}$ , 2  $-T=35^\circ\text{C}$ , 3  $-T=40^\circ\text{C}$ , 4  $-T=46^\circ\text{C}$ , 5  $-T=48,2^\circ\text{C}$ ; б) ТГС 70: 1  $-T=31^\circ\text{C}$ , 2  $-T=35^\circ\text{C}$ , 3  $-T=40^\circ\text{C}$ , 4  $-T=46^\circ\text{C}$ , 5  $-T=47,8^\circ\text{C}$ , 6  $-T=48,5^\circ\text{C}$ ; в) ТГС 150: 1  $-T=21^\circ\text{C}$ , 2  $-T=30^\circ\text{C}$ , 3  $-T=35^\circ\text{C}$ , 4  $-T=40^\circ\text{C}$ , 5  $-T=46^\circ\text{C}$ , 6  $-T=48,2^\circ\text{C}$ , 7  $-T=48,6^\circ\text{C}$ ; г) ТГС 500: 1  $-T=30^\circ\text{C}$ , 2  $-T=35^\circ\text{C}$ , 3  $-T=40^\circ\text{C}$ , 4  $-T=45^\circ\text{C}$ , 5  $-T=48,2^\circ\text{C}$ , 6  $-T=48,7^\circ\text{C}$ , 7  $-T=49,1^\circ\text{C}$

Ход зависимости  $\tau(E)$  облученных кристаллов соответствует зависимости необлученного кристалла ТГС, изображенного на рис. 13, никаких аномалий у кривой не обнаружено.

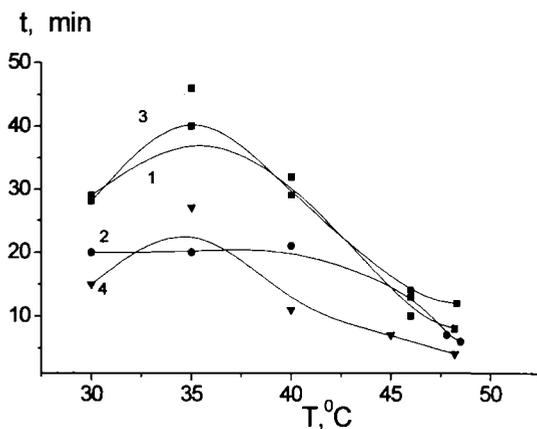


Рис.10. Температурная зависимость времени переключения при  $E=160$  В/см для различных доз облучения: кривая 1 – ТГС 0; 2 – ТГС 70; 3 – ТГС 150; 4 – ТГС 500

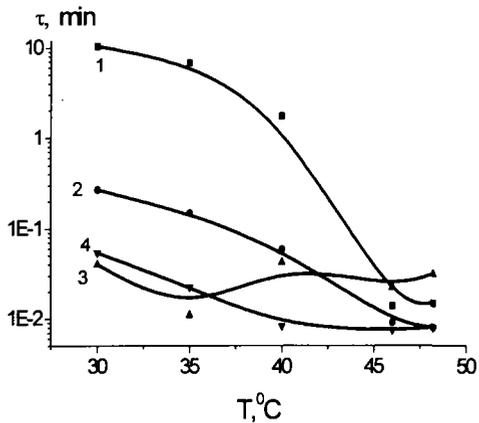


Рис.11. Температурная зависимость времени релаксации для необлученного кристалла ТГС при разном значении коммутирующего поля: кривая 1 –  $E=53$  В/см, 2 –  $E=105$  В/см, 3 –  $E=160$  В/см, 4 –  $E=210$  В/см

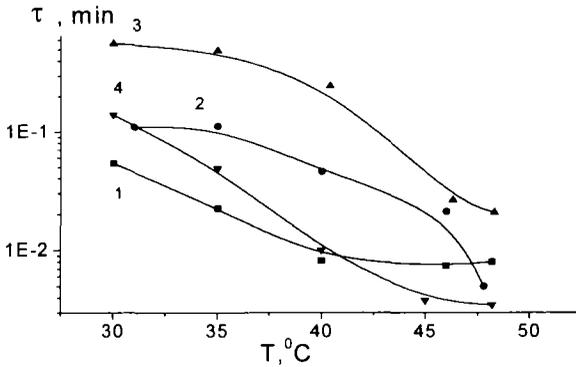


Рис.12. Температурная зависимость времени релаксации для различных доз облучения при фиксированном значении поля  $E=210$  В/см: кривая 1 – необлученный ТГС, 2 – ТГС 70 импульсов, 3 – ТГС 150 импульсов, 4 – ТГС 500 импульсов

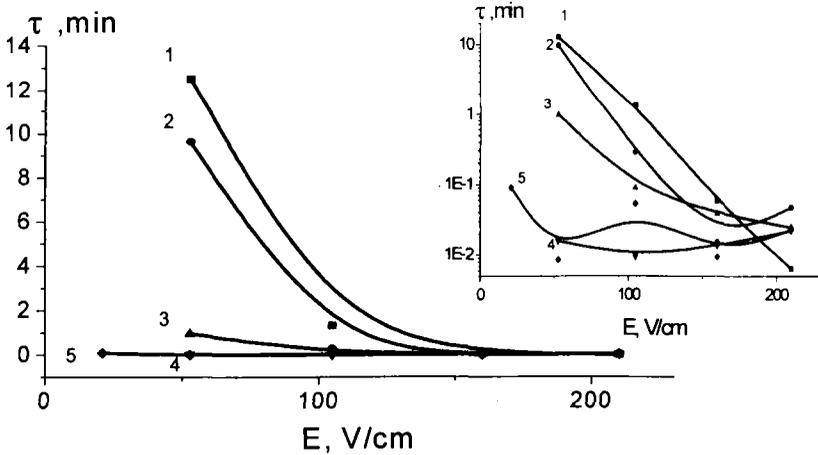


Рис. 13. Полевая зависимость времени релаксации необлученного кристалла ТГС при фиксированном значении температуры: кривая 1 –  $T=30^{\circ}C$ , 2 –  $T=35^{\circ}C$ , 3 –  $T=40^{\circ}C$ , 4 –  $T=46^{\circ}C$ , 5 –  $T=48,2^{\circ}C$  (на вставке та же зависимость в логарифмическом масштабе)

## ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В слабых полях (60 В/см) и при небольших температурах временные зависимости диэлектрической проницаемости облученных кристаллов ведут себя аналогично поведению  $\epsilon$  необлученных кристаллов в сильных полях и при температурах, близких к температуре ФП.

Для облученных кристаллов наблюдается резкий рост значения  $\epsilon$  в течение 1 – 2 сек, по достижении максимального значения – резкий спад (1 – 10 мин) и затем медленная релаксация до равновесного значения.

После облучения импульсными электронами доменная структура кристаллов ТГС становится неустойчивой и более чувствительной к внешним воздействиям. Отсюда можно предположить, что процесс переполаризации у облученных кристаллов может начинаться в полях и при температурах гораздо меньших, чем у необлученных кристаллов ТГС, и перестройка доменной структуры происходит быстрее. Этому также может способствовать возникающее при облучении внутреннее смещающее поле. Оно способно вызывать интенсивные поляризационные процессы, если внутреннее поле сонаправлено внешнему, и затруднить процессы переключения в случае несонаправленности полей.

Резкий рост и резкий спад диэлектрической проницаемости, а затем медленное установление доменной конфигурации в облученных кристаллах может объясняться следующим образом. После коммутации переполаризующего поля происходит отрыв доменных стенок от дефектов (структурных или радиационных), и в кристалле увеличивается плотность движущихся доменных границ, что соответствует максимальным значениям диэлектрической проницаемости. Поле задает большую скорость движения доменных стенок, вследствие чего происходят быстрая переориентация и разрастание областей, которые становятся энергетически выгодными. Скорость разросшихся и ориентированных по полю областей с течением времени уменьшается и они могут задерживаться дефектными центрами-ловушками, энергетически оказавшись в потенциальной яме. Но под действием приложенного поля, увеличив свою энергию, эта область может освободиться из ловушки и переместиться на значительные расстояния. Число стенок, освободившихся из ловушек, с течением времени также уменьшается – происходит полная переполаризация кристалла, то есть все домены неблагоприятной ориентации относительно поля сокращаются, а благоприятные – разрастаются за их счет.

При изучении временных зависимостей облученных кристаллов (рис. 9) обнаружены области интенсивной перестройки доменной структуры, соответствующей температуре ниже температуры Кюри на 10 – 15 °С и на 0.5 – 1.5 °С. В этих интервалах температур

наблюдается увеличение времени переключения кристалла, это может быть связано с неустойчивым состоянием доменной структуры из-за влияния облучения и большой ее чувствительности к внешним воздействиям ( $E$ ,  $T$ ), а также с измельчением доменной структуры, увеличением числа доменных стенок и увеличением взаимодействия между ними, которые препятствуют монодоменизации кристалла, вследствие чего характерная длительность процесса реполяризации возрастает.

Помимо изучения общего характера  $\epsilon$  в облученных кристаллах, нами рассматривалось влияние разных доз облучения импульсными электронами на кристаллы ТГС.

Установлено, что дозы 70 и 500 импульсов увеличивают максимальные значения  $\epsilon$  при коммутации и уменьшают время переключения кристалла. У кристалла, облученного дозой 150 импульсов, наблюдаются противоположные закономерности (уменьшение максимального значения  $\epsilon$ , увеличение времени переключения) по сравнению со значениями для необлученного кристалла ТГС.

Такое неоднозначное поведение температурных и полевых зависимостей  $\epsilon$  обусловлено трансформацией доменной структуры образцов в зависимости от дозы облучения импульсными электронами кристаллов ТГС. Попытаемся объяснить этот факт.

Следствием прохождения ионизирующего излучения через твердое тело является разупорядочивание “идеальной” в начале кристаллической решетки и появление новых состояний в электронной конфигурации кристалла, то есть изменение зарядовых состояний первоначально существующих дефектных центров, а также изменение характера заполнения различных энергетических уровней электронами.

По-видимому, при облучении дозой 70 и 500 импульсов происходит нейтрализация присутствующих в образце заряженных дефектов. Результатом этого процесса является значительное увеличение подвижности доменных стенок и, как следствие, происходит дополнительное упорядочение сегнетоэлектрических доменов. Также можно предположить, что облучение 70 и 500 импульсами уменьшает энергетические барьеры для доменных границ, что способствует более быстрой перестройке доменной структуры (время переключения уменьшается).

Поскольку значение энергии импульсных электронов имеет величину 250 кэВ, то помимо изменения внутренних зарядовых состояний образца имеет место процесс дефектообразования.

Облучение дозой 150 импульсов приводит, на наш взгляд, к образованию дополнительных дефектов, что затрудняет движение доменных границ и разрастание областей с благоприятной ориентацией поляризации. Вследствие этого происходит зажатие доменов (рост прекращается, когда граница домена наталкивается на значительный дефект).

И чем больше концентрация дефектов, тем чаще доменная граница оказывается в потенциальной яме и тем медленнее происходит процесс переполяризации.

Одним из объяснений влияния облучения на кристаллы ТГС служит явление диэлектрической вязкости и ее роль в процессе переполяризации кристалла. Естественно считать диэлектрическую вязкость большей в тех случаях, когда процесс переключения идет дольше, то есть когда электрическое состояние образца устанавливается медленнее. Случай большой диэлектрической вязкости характерен для кристаллов, облученных 150 импульсами. Время релаксации  $\tau$  связано с коэффициентом диэлектрической вязкости  $\beta$  простым соотношением

$$\tau = \beta/E \quad (6)$$

и определяется двумя факторами: напряжением приложенного поля, характеризующим внешнее воздействие, и коэффициентом диэлектрической вязкости, характеризующим переключательные свойства самого кристалла. Полное представление механизма влияния облучения импульсными электронами на кристаллы ТГС требует более тщательного исследования различных свойств кристаллов самыми разнообразными методами.

На основе проведенных исследований можно сделать **выводы**:

1. Исследованы динамические свойства доменной структуры кристаллов ТГС, облученных импульсным пучком электронов, разными дозами, с помощью релаксационного метода изучения временных зависимостей диэлектрической проницаемости, в широком интервале температур и при различной амплитуде приложенного к кристаллам поля.
2. Процессы переключения в облученных кристаллах ТГС, как и в необлученных, носят релаксационный характер.
3. Показано, что в облученных кристаллах ТГС внутреннее поле при малых значениях внешнего поля способствует протеканию процессов переполяризации, если поля сонаправлены, и препятствует в случае несонаправленности полей
4. Установлено, что для всех исследованных кристаллов при увеличении величины коммутирующего поля значение  $\epsilon$  уменьшается, временная зависимость  $\epsilon$  имеет более резкий спад и процесс переключения заканчивается быстрее во всем интервале исследованных температур.
5. Также установлено, что при увеличении температуры значения  $\epsilon$  облученных кристаллов увеличиваются при приближении к точке Кюри, что аналогично поведению температурной зависимости  $\epsilon$  необлученных кристаллов.
6. Процессы переключения в облученных кристаллах происходят более интенсивно по сравнению с необлученным.

7. Исследованы полевые и температурные зависимости равновесного (установившегося) значения диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{уст}$ . Обнаружено, что дозы 70 и 500 импульсов уменьшают значения  $\epsilon_{уст}$  по сравнению с необлученным ТГС, а для кристалла, облученного дозой 150 импульсов, значения  $\epsilon_{уст}$  близки к значениям для необлученного кристалла ТГС
8. В результате обработки временных зависимостей  $\epsilon$  получена температурная и полевая зависимости  $\tau$  (времени релаксации). Времена релаксации уменьшаются при приближении к точке ФП.

### Список литературы

1. Камышева Л.Н., Сидоркин А.С., Зиновьева И.Н.// Изв. АН СССР. Сер.Физ., 1984. Т.48, №6. С. 1057-1060.
2. Дрождин С.Н., Куянцев М.А.// ФТТ. 1998. Т.40, №8. С.1542-1545.
3. Прасолов Б.Н., Сафонова И.А.// Изв РАН Сер. Физ. 1993. Т.57, №3. С.126.
4. Прасолов Б.Н., Постникова И.В., Сафонова И.А.// Изв РАН. Сер. Физ. 1997. Т.61, №5. С.1002-1004.
5. Gridnev S.A., Popov S.V. // Ferroelectrics. 1997. V.199. P.271-279.
6. Гриднев С.А., Попов С.В.// Изв РАН. Сер. Физ. 1997. Т.61, №2. С.232-237.
7. Mashiiyama H., Kasatani H.// J.Phys.Soc.Japan. 1987. V.56, №9. P.3347-3353.
8. Коломейский Е.Б.// ЖЭТФ. 1991. Т.99, №2. С.562-567.
9. Каллаев С.Н., Камилов И.К.// ФТТ. 1999. Т.41, №3. С. 513-515.
10. Гладкий В.В., Кириков В.А., Желудев И.С., Гаврилова И.В. // ФТТ. 1987. Т.29, №6. С. 1690-1697.
11. Гладкий В.В., Кириков В.А., Иванова Е.С.// ЖЭТФ. 1996. Т.110, №1(7). С.298-310.
12. Гладкий В.В., Кириков В.А., Иванова Е.С.// Кристаллография. 1998. Т.43, №4. С.710-715.
13. Novotna V., Fousek J., Kroupa J., Hamano K.// Solid State Commun. 1991. V.77, №11. P.821-824.
14. Гриднев С.А., Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н.// Кристаллография. 1994. Т.39, №1. С.106-113.
15. Гриднев С.А., Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н.// Изв.РАН. 1993. Т.57, №3. С.97-100.
16. Гладкий В.В., Кириков В.А., Иванова Е.С.// ФТТ. 1997. Т.39, №2. С.353-357.

17. Гладкий В.В., Кириков В.А., Нехлюдов С.В., Иванова Е.С.// ФТТ. 1997. Т.39, №11. С.2046-2052.
18. Гладкий В.В., Кириков В.А., Иванова Е.С., Нехлюдов С.В.// ФТТ. 1999. Т.41, №3. С.499-504.
19. Baranov A.I., Shuvalov L.A., Yakushkin E.D., Synitsyn V.V.// *Ferroelectrics*. 1997. V.199. P.307-316.
20. Palmer R.G., Stain D.L., Abrahams E., Anderson P.W.// *Phys. Rev. Lett.* 1984. V.53, №10. P.958-961.
21. Сидоркин А.С., Бурданина Н.А., Камышева Л.Н., Федосов В.Н. // ФТТ. 1979. Т.21, №3. С.861 - 865.
22. Галиярова Н.М., Федорихин В.А., Донцова Л.И., Шильников А.В. // Изв РАН. Сер.физ. 1996. Т.60, №10. С.142-149.
23. Александрова М.А., Комлякова Н.С., Соколова Н.Д.// Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. 1988. С.157-159.
24. Иванов Н.Р., Чумакова С.П., Гинзберг А.В.// Тез.ХV Всеросс. конф. по физ сегнетозл. Ростов-на-Дону. Изд. Рост. госуд. ун-та, 1999. С.125.
25. F. Alvarez, A. Alegria, J. Colmenero. *Phys. Rev.* **B44**, 14, 7306 (1991).

Получено 29 октября 2002 г.

Ефимов В. В. и др.

P9-2002-244

Процессы переключения в кристаллах ТГС,  
облученных сильноточным импульсным пучком электронов

В работе исследовались релаксационные процессы диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  при коммутации внешнего электрического поля в кристаллах триглицинсульфата  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$  (ТГС), необлученных и облученных различными дозами сильноточным импульсным пучком электронов. Параметры пучка: энергия  $E=250$  кэВ, плотность тока  $I=1000$  А/см<sup>2</sup>, флюенс  $\Phi=15$  Дж/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $\tau=300$  нс, плотность пучка  $5 \cdot 10^{15}$  электронов/см<sup>2</sup> за импульс.

Показано, что зависимости  $\epsilon(t)$  описываются законом Кольрауша:  $\epsilon(t) \sim \exp(-t/\tau)^\alpha$ , где  $\tau$  — среднее по образцу время релаксации,  $0 < \alpha < 1$ . Также показано, что процессы переключения в облученных кристаллах происходят более интенсивно по сравнению с необлученными. Времена релаксации уменьшаются при приближении к точке фазового перехода при коммутации в малых полях.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ и в Тверском государственном университете.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

#### Перевод авторов

Efimov V. V. et al.

P9-2002-244

Switching Processes in TGS Crystals Irradiated  
by High-Current Electron Beam

The relaxation processes study of the dielectric permittivity  $\epsilon$  during commutation of the external electric field in triglycine sulphate  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS) single crystal plates before and after irradiation by a high-current pulsed electron beam with different doses at various temperatures is presented. The parameters of the electron beam produced by the accelerator facility as a source were: energy  $E=250$  keV, current density  $I=1000$  A/cm<sup>2</sup>, fluence  $F=15$  J/cm<sup>2</sup>, pulse duration  $\tau=300$  ns, beam density  $5 \cdot 10^{15}$  electrons/cm<sup>2</sup> per pulse.

It was shown that the dependencies of  $\epsilon(t)$  are described by the Kohlrausch law:  $\epsilon(t) \sim \exp(-t/\tau)^\alpha$ , where  $\tau$  is the average relaxation time of the all volume samples,  $0 < \alpha < 1$ . Besides, it was found that switching processes in the irradiated crystals were much more intensive than those in the non-irradiated ones. The relaxation times decrease with rising of temperature up to the phase transition during commutation of the small external electric field.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR, and at the Tver State University.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

*Редактор М. И. Зарубина  
Макет Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 10.11.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 1,13. Уч.-изд. л. 1,5. Тираж 270 экз. Заказ № 53608.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.  
E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)