

И. В. БЕРГА, А. П. ГАЕВСКИС, Г. Ж. ГРИНВАЛД,
А. Э. КАПЕНИЕКС, Г. В. ЛИБЕРТС, У. А. УЛМАНИС,
Л. А. ШЕБАНОВ, А. Р. ШТЕРНБЕРГ

(Рига)

ВЛИЯНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОКЕРАМИКИ ТИПА ПЕРОВСКИТА

Введение. Изучение влияния дефектов на структуру и свойства материала (проблема «реального кристалла») в последнее время является одним из центральных направлений в исследовании твердого тела в целом и сегнетоэлектрических кристаллов в частности [1]. Перспективным способом дозированного внедрения дефектов следует считать радиационную бомбардировку (в том числе, электронами, рентгеновским и γ -излучениями, нейтронами, α -частицами и более тяжелыми ионами) изучаемых объектов [2]. Имеется весомое количество работ по радиационному повреждению сегнетоэлектриков, в том числе и перовскитных структур [3—7], однако единого мнения в интерпретации экспериментальных данных и их теоретическом обосновании пока не существует. Особенно это относится к сегнетокерамике, в которой физическая картина усложняется структурными особенностями последней (зерна, межкристаллитные прослойки, поры).

С другой стороны, радиационное легирование, радиационно управляемая диффузия и ряд других радиационных методов стали современными и незаменимыми приемами получения материалов с заданными свойствами [8, 9]. В области сегнетоэлектриков в этой связи необходимо указать на цикл работ Ленда и Пирси, в результате которых при помощи ионной имплантации удалось увеличить чувствительность фотосегнетоэлектрического эффекта (при $\lambda = 365$ нм) в прозрачной сегнетокерамике цирконата — титаната свинца, модифицированной лантаном (ЦТСЛ), на четыре порядка [10]; энергия, необходимая для записи информации в керамике после имплантации $\text{Ag} + \text{Ne}$ ионов составляет ≈ 10 мкДж/см² по сравнению с ≈ 100 мДж/см² для обычного материала ЦТСЛ (ср.: чувствительность мелкозернистой голографической фотопленки ≈ 100 мкДж/см²).

Задачей настоящей работы являлось исследование влияния γ -облучения на ряд ранее неизученных физических свойств сегнетокерамики под воздействием этого излучения (реверсивная нелинейность, оптические и электрооптические свойства) в составах, близких к уже исследованным под воздействием радиации (например, к варикондам серии ВК [5, 11]), или в составах, для которых степень воздействия радиации, насколько нам известно, пока не исследована (прозрачные керамики ЦТСЛ и скандата — ниобата свинца — СНС). Цель работы — получение новой дополнительной информации о воздействии γ -излучения на сегнетокерамические материалы, а также данных о радиационной стойкости изучаемых сегнетокерамик. Последнее немаловажно, так как, например, для устройств из электрооптической сегнетокерамики, являющейся перспективным материалом для создания твердотельных светомодулирующих приборов [12, 13] (уже налажен промышленный выпуск свето- и термозащитных очков на основе керамики ЦТСЛ [14]), может возникнуть необходимость работы в условиях естественной или искусственной радиации.

Объект и методика исследований. Для изучения были выбраны: прозрачная сегнетокерамика ЦТСЛ X/65/35 (ЦТСЛ La/Zr/Ti), полученная из химически соосажденного сырья по общей формуле $Pb_{1-x}La_x(Zr_yTi_{1-y})_{1-x/4}O_3$ ($X = 8 - 10$ ат. % La) методом двухступенчатого горячего прессования — в вакууме с последующей обработкой в воздухе;

$Pb(Sc_{0,5}Nb_{0,5})O_3$ (СНС), впервые полученный нами в виде прозрачной сегнетокерамики по оригинальной технологии изготовления, включающей горячее прессование [15—17]; материал по некоторым параметрам превосходит известную керамику ЦТСЛ;

твердый раствор $Ba(Ti, Zr)O_3$, полученный по обычной керамической технологии.

Образцы подвергались γ -облучению в радиационном контуре при температуре 45—50°C с мощностью дозы около 1050 Р/с (средняя энергия излучения $\approx 1,15$ МэВ), доза облучения $(1-4,2) \cdot 10^8$ рад.

Методика изучения облученных образцов характеризовалась комплексным подходом, уже ранее использованным нами для изучения физико-химических свойств прозрачных сегнетокерамик состава ЦТСЛ и СНС [15—18]; в этих же работах приводится технология подготовки образцов к экспериментам.

Исследования, проведенные в настоящей работе, включают:

измерение низкочастотной дисперсии (20—1000 Гц) диэлектрической проницаемости ϵ и потерь $\operatorname{tg} \delta$ в слабых измерительных полях (около 20 В/см);

измерение зависимостей $\epsilon(T)$ и $\operatorname{tg} \delta(T)$ в слабых полях при частоте 1 кГц;

измерение реверсивной нелинейности по методике [19];

получение петель диэлектрического гистерезиса в квазистатическом режиме по схеме Сойера — Тауэра;

рентгеноструктурные измерения, проведенные на дифрактометре ДРОН-2 с применением методики просчета дифракционных профилей по точкам и непрерывного сканирования для определения относительных интегральных интенсивностей;

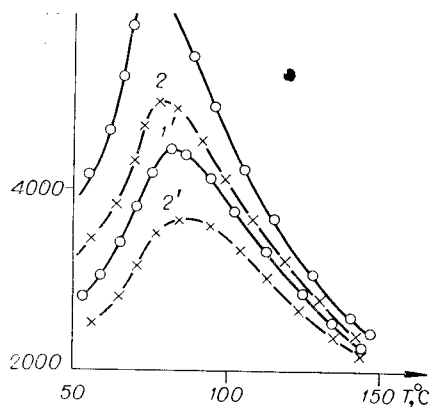
снятие кривых светопропускания образцов на автоматическом спектрофотометре «Spesord»;

получение электрооптических петель в квазистатическом режиме поляризационно-оптическим методом;

измерение интенсивности второй гармоники (ВГ) в зависимости от температуры на установке с неодимовым лазером ЛТИПЧ-7 на АИГ с модуляцией добротности. Для регистрации слабых потоков света на выходе установки применялась система стробоскопического двухканального счета фотонов, действующая в режиме счета одноэлектронных импульсов от фотоэлектронного умножителя и осуществляющая нормирование сигнала ВГ исследуемого объекта относительно эталонного сигнала второй гармоники кварца.

Для получения кривых восстановления диэлектрических и электрооптических свойств облученных образцов проводился изохронный (длительностью 1 ч) отжиг до соответствующей (постепенно возрастающей) температуры, после чего образец быстро охлаждали до $T = 20^\circ\text{C}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Температурные зависимости реверсивной диэлектрической проницаемости $\epsilon(E)$ до и после облучения в γ -контуре для одного из изученных твердых растворов $Ba(Ti, Zr)O_3$ приводятся на рис. 1. Как видно, γ -излучение понижает ϵ и незначительно сдвигает температуру максимума диэлектрической проницаемости T_{\max} в сторону высоких температур. Существенно, что коэффициент управляемости $k = \epsilon(0)/\epsilon(E)$, где $\epsilon(0)$ и $\epsilon(E)$ — реверсивные диэлектрические проницаемости соответственно без смещающего поля и с



(кривые 1, 1') и после (кривые 2, 2') облучения в γ -контуре (доза облучения 10^8 рад) для сегнетокерамического твердого раствора $\text{Ba}(\text{Ti}_{0,95}\text{Zr}_{0,05})\text{O}_3$; $E=0$ кВ/см (кривые 1, 2), $E=10$ кВ/см (кривые 1', 2').

уже в [3] (далее в [5, 6]), ослабляют силы взаимодействия, приводящие к возникновению спонтанной поляризации. Дополнительно заметим, что обычно в сегнетоэлектриках при уменьшении ϵ уменьшается также диэлектрическая нелинейность и вместе с тем коэффициент k . В нашем случае после γ -облучения образцов коэффициент управляемости в парафазе не меняется, а в сегнетофазе увеличивается. Это коррелирует с результатами работы [11], в которой установлено, что керамика типа ВК-2 и ВК-4 при относительно небольших дозах γ -лучей ($4 \cdot 10^7$ рад) по данным измерения $\epsilon(E_{\sim})$ становится более сегнетомягкой.

Для всех изученных составов прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ после воздействия γ -излучения (доза 10^8 рад) проникаемость (измеренная при $T = 20^\circ\text{C}$) уменьшается в среднем на 10–20%, а $\text{tg } \delta$ — примерно вдвое; при этом вышеупомянутая тенденция более выражена в области низких частот. После отжига при соответствующей температуре и последующего быстрого охлаждения до $T = 20^\circ\text{C}$ наблюдается длительное (несколько часов) уменьшение ϵ и $\text{tg } \delta$ образцов до некоторого квазиравновесного значения.

Температурные зависимости ϵ и $\text{tg } \delta$ для облученных образцов указывают на увеличение степени размытия фазового перехода (значения ϵ снижаются во всем температурном интервале измерений до 150°C) и сдвиг T_{max} в сторону высоких температур. Разумеется, вышеупомянутая модель смещающего поля неприменима для ЦТСЛ X/65/35 (при $X \geq 8$), так как термически деполаризованная керамика настоящего состава не обладает макродоменной структурой [13, 17, 18, 21, 22] (т. е. маловероятна направленная диффузия неравновесных носителей). Уместно также указать, что кривые $\epsilon(T)$, $\text{tg } \delta(T)$ включают в себя еще и дополнительную информацию о процессе отжига низкобарьерных дефектов (см. кривые восстановления на рис. 2) при нагревании образцов. Следовательно, интерпретация вышеупомянутых кривых (также и других температурозависимых параметров материала) значительно сложнее, чем, например, величин, измеренных при некоторой постоянной температуре (в настоящей работе — при $T = 20^\circ\text{C}$) до и после облучения, а также после соответствующих этапов отжига. Данные такого характера — зависимости поляризации P и полуволновой напряженности $U_{\lambda/2}$ для γ -облученной керамики ЦТСЛ 10/65/35 от температуры ступенчатого изохронного отжига — приводятся на рис. 2, из которого следует, что в результате воздействия γ -лучей поляризация уменьшилась, а полуволновая напряженность, наоборот, характеризуется большей величиной. Поскольку значения P и $U_{\lambda/2}$ практически остаются постоянными при повышении тем-

полем, практически не меняется. Если предположить (как это делается, например, в работах [4, 20]), что действие радиационных дефектов в сегнетофазе сводится к созданию внутреннего поля, то, сравнивая сдвиг T_{max} с данными работы [19], получаем, что эффективное поле дефектов не превышает 2–3 кВ/см. Однако, с другой стороны, дефекты, как это уместно указывается

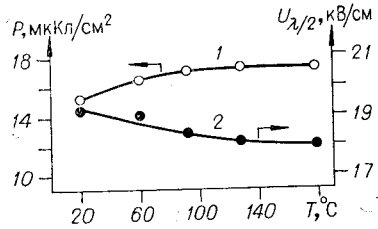


Рис. 2. Изменение поляризации P (кривая 1) и полуволновой напряженности $U_{\lambda/2}$ (кривая 2) для γ -облученной (доза 10^8 рад) электрооптической сегнето-керамики состава ЦТСЛ 10/65/35 в зависимости от температуры изохронного отжига (длительностью 1 ч).
Температура измерения -20°C , $\lambda=633$ нм.

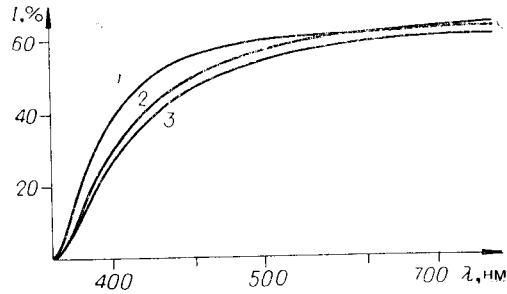


Рис. 3. Спектральная зависимость светопропускания для керамики ЦТСЛ 8,5/65/35 до (кривая 1) и после γ -облучения дозами 10^8 рад (кривая 2) и $4,2 \cdot 10^8$ рад (кривая 3) соответственно.
Толщина пластинки 280 мкм, $T=20^\circ\text{C}$.

пературы отжига выше $\approx 150^\circ\text{C}$, можно заключить, что дефекты, образовавшиеся в результате воздействия γ -лучей дозой 10^8 рад, характеризуются относительно небольшой энергией активации. Коэрцитивная сила E_c , измеренная для облученных образцов ЦТСЛ 8/65/35; 8,5/65/35, уменьшается по сравнению с E_c для керамики до облучения.

Общие характеристики кристаллической структуры образцов (измерения проведены на керамике ЦТСЛ 8/65/35) после воздействия γ -лучей не меняются вплоть до доз $4,2 \cdot 10^8$ рад. Параметры элементарной ячейки сохраняют свои значения [18, 21] в пределах $\pm 0,4 \cdot 10^{-4}$ нм для лицевых ромбоэдрических параметра и $\pm 0,02^\circ$ для ромбоэдрического угла α . Сохраняются также однофазность и характер искажения элементарной ячейки. Однако обнаружено изменение отношения интегральных интенсивностей $I_{h_1k_1l_1}/I_{h_2k_2l_2}$, где в комбинации $\{h_1k_1l_1\}$ количество четных индексов равно 2 или 0, а $\{h_2k_2l_2\}$ содержит 3 или 1 четных индекса. Для γ -облученных образцов отношение увеличивается (см. таблицу), причем эффект усиливается при возрастании дозы облучения. Анализ факторов, влияющих на отношения интегральных интенсивностей, показывает, что их изменение в случае ЦТСЛ может быть связано с изменением характера вакансионного распределения, в результате чего меняются относительные числа заполнения подрешеток А и В перовскитной структуры ABO_3 (более подробно о дефектах структуры ЦТСЛ см. работы [23, 24] и литературные ссылки в них). Данные таблицы показывают также, что низкотемпературный отжиг (до 200°C) приводит к первоначальному значе-

Изменение отношения интегральных интенсивностей $I_{h_1k_1l_1}/I_{h_2k_2l_2}$ для γ -облученной и необлученной керамики ЦТСЛ 8/65/35 и СНС

Образец	ЦТСЛ 8/65/35		СНС
	I_{221}/I_{210}	I_{210}/I_{211}	I_{221}/I_{210}
Термически деполаризованный (необлученный)	0,2320	0,1902	0,3891
γ -облученный	0,2652	0,2065	0,4156
γ -облученный после отжига	0,2346	0,1912	0,3847

Примечание. Доза облучения $4,2 \cdot 10^8$ рад; условия отжига -200°C , 15 мин; точность измерения $\pm 0,0045$; $T=20^\circ\text{C}$.

нию (для необлученных образцов) отношения $I_{h_1 k_1 l_1} / I_{h_2 k_2 l_2}$, т. е. разрушает индуцированное γ -облучением новое (по нашим представлениям) вакансионное распределение в керамике ЦТСЛ.

В настоящей работе впервые получены результаты по радиационному окрашиванию прозрачной сегнетокерамики (см. данные для ЦТСЛ 8,5/65/35 на рис. 3). Образцы приобретают желтоватый оттенок, что обусловливается появлением в видимой части спектра широкой полосы поглощения с максимумом в области ≈ 410 нм; с дозой облучения степень окрашивания увеличивается (см. кривые 2, 3 на рис. 3). Аналогичные данные получены и для остальных изученных керамик ЦТСЛ, в том числе для ЦТСЛ 8/65/35 и 10/65/35. Так как после воздействия γ -лучей имеет место также и сдвиг края поглощения (в сторону больших длин волн), то очевидно, что в материале в результате происшедших электронно-дырочных процессов и (или) влияния ионной подсистемы происходят изменения в зонной структуре облученного вещества, т. е. в электронной подсистеме керамических образцов. Можно добавить, что ранее в работе [25] изучена кинетика изменения окраски монокристаллов LiNbO_3 ; здесь максимум полосы поглощения приходится на ≈ 475 нм, по кривым отжига оценена энергия активации термического обесцвечивания $\text{LiNbO}_3 - (0,31 \pm 0,02)$ эВ.

Метод генерации второй оптической гармоники (ГВГ) для выявления поляризованных микрообластей применяется сравнительно недавно [26, 27]. В этих работах, в частности, показано, что в макроскопически центросимметричной термически деполяризованной керамике ЦТСЛ 8/65/35, 9/65/35 существуют области, генерирующие сигнал ВГ. С учетом чувствительности вышеупомянутой методики нам казалось целесообразным ее использование для изучения дефектности кристаллической решетки в керамических твердых растворах ЦТСЛ X/65/35, подвергнутых γ -облучению. Температурные зависимости сигнала ВГ для образцов ЦТСЛ 8/65/35 и 10/65/35 до и после воздействия γ -лучами (доза 10^8 рад) не указывают на заметное влияние радиации на локальную поляризацию материала. После нагрева образцов до 400°C (скорость ≈ 5 град/мин) и последующего охлаждения до $T = 20^\circ\text{C}$ величина сигнала ВГ составляла примерно $1/3$ значения ВГ для керамики до цикла исследований (как для облученного, так и необлученного материала). Однако повторные измерения интенсивности ВГ показали, что после ≈ 48 ч уровень сигнала достиг прежней величины (был близок к сигналу ВГ для образцов, не подвергавшихся эксперименту), что свидетельствует о существенной роли медленных процессов релаксации в образовании локальных поляризованных областей (медленные процессы релаксации были установлены также при исследовании диэлектрических свойств, как показано выше). Возможно, ввиду того что кристаллическая решетка керамики ЦТСЛ сильно дефектна [23, 24], образование в ней значительного числа новых дефектов (искажений идеальной кубической решетки) посредством γ -облучения (по крайней мере, дозами около 10^8 рад) действительно маловероятно. Эта мысль основывается на предположении пропорциональности сигнала ВГ концентрации равновесных дефектов в материале. Следовательно, подтверждается вероятность другого механизма — перераспределения вакансий в керамике ЦТСЛ под воздействием γ -излучения, — который был предложен выше при анализе результатов рентгеноструктурного исследования.

Наконец, рассмотрим полученные нами экспериментальные данные по влиянию γ -облучения на керамику ЦТСЛ с позиций некоторых более общих представлений.

На основе идей работы [5] с помощью γ -облучения относительно больших доз вследствие воздействия комптоновых электронов с широким спектром энергии осуществляется обратимое радиационное явление. —

так называемое радиационно-индуцируемое старение. Ухудшаются переполаризационные характеристики материала, в том числе уменьшается значение поляризации, что имеет место и в случае ЦТСЛ (см. рис. 2, кривая 1), при этом аналогичное поведение параметров установлено для целого ряда различных перовскитов (BaTiO_3 , PbTiO_3 , PbZrO_3 , SrTiO_3). Авторы [5] полагают, что при γ -облучении структур ABO_3 главную роль играет смещение атомов кислорода в пределах элементарной ячейки (в положениях с достаточно малой энергией активации) без образования дефектов типа пар Френкеля. Разумеется, параметры решетки вещества при этом не меняются (как установлено выше для керамики ЦТСЛ). Обратимые низкобарьерные дефекты, затрудняющие механизм коллективного взаимодействия молекул при переполаризации в рамках предложенной молекулярной модели [5], связываются с локальными деформациями межмолекулярных связей.

Однако для керамики ЦТСЛ, как установлено в настоящей работе, после воздействия γ -излучения меняются не только переполаризационные параметры, но и другие характеристики, в том числе ϵ и $\text{tg } \delta$, измеренные в слабых полях, и оптические свойства; интересная особенность — изменение отношения интегральных интенсивностей $I_{h_1h_1l_1}/I_{h_2h_2l_2}$ — обнаружена при рентгеноструктурных исследованиях. Мы уже не раз подчеркивали роль разупорядоченности и дефектности структуры ЦТСЛ [23, 24], экспериментально проявляющихся в ряде особенностей физических свойств и сильном размытии фазового перехода [13, 17, 18, 21, 26, 27]. Рейнеком и Нгаем [28] для описания таких сильно разупорядоченных сегнетоэлектрических материалов введено понятие о локальных модах дефектов, включающих сдвиг ионов вокруг вакансий или локальные изменения ионной конфигурации в разупорядоченной структуре. Взаимодействие мод дефектов с мягкой оптической модой, во-первых, обуславливает появление локальных поляризованных областей при температуре, намного выше T_{max} , и, во-вторых, препятствует фазовому переходу в сегнетоэлектрическое состояние с дальним упорядочением (при T , значительно ниже T_{max}). Основываясь на том, что роль неоднородности структуры (дефектов) всегда проявляется в уменьшении радиуса корреляции, мы в [22] предложили модель слабо скоррелированных ангармонических осцилляторов. В принципе, на основе обеих вышеупомянутых моделей можно качественно понять влияние γ -лучей на керамику ЦТСЛ, если, опираясь на экспериментальные данные, полагать, что в результате облучения в материале главным образом осуществляется перераспределение вакансий. Можно представить также, что перераспределение ведет к увеличению вакансий в подрешетке В (т. е. в подрешетке сегнетоактивного иона). Тогда по аналогии с работой [29] (установлены размытие фазового перехода, уменьшение ϵ , увеличение T_{max} в керамике $(\text{Pb}, \text{La})\text{TiO}_3$, если в материале преобладают вакансии в подрешетке В) и в случае ЦТСЛ следует ожидать размытия фазового перехода со всеми исходящими из этого последствиями: уменьшением значений ϵ , P , E_c , увеличением полуволновой напряженности $U_{\lambda/2}$, что действительно подтверждается экспериментом.

Если по терминологии [5] под действием γ -облучения нами осуществлено радиационно-индуцируемое старение керамики ЦТСЛ, то интересно сравнить полученные результаты с данными работы [30] для состаренной обычным способом керамики того же состава. Изменение ряда параметров действительно имеет одинаковую тенденцию (уменьшение $\text{tg } \delta$, E_c , диэлектрической проницаемости ϵ при низких частотах), однако сдвиг T_{max} и размытие фазового перехода при обычном старении менее выражены (оптические и электрооптические характеристики в [30] не исследованы). Следовательно, имеется основание полагать, что в результате γ -облучения как ионная, так и электронная подсистема для ке-

рамыки претерпевае т более слооноу и олоую перестройку, чем это имеет место при оычнои старении материала. керамиеский СНС приблизительно в 3 раза более стоек и к оптиеской радиации (эффеку фоторефракции) [15, 16]. Однако интересно, что в результате рентгеноструктурных исследований керамики СНС, оолуенной при больших дозах ($4,2 \cdot 10^8$ рад) γ -лучей, установлено изменение отношения интегральных интенсивностей I_{221}/I_{310} (см. таблицу). Последнее, возможно, свидетельствует об увеличении степени упорядочения ионов Sc^{3+} и Nb^{5+} после оолучения по сравнению с их первоначальным статистическим распределением, при этом последующий отжиг способен это упорядочение разрушить (см. таблицу). Дальнейшие исследования физических параметров СНС, оолуенного большими дозами γ -лучей ($>4 \cdot 10^8$ рад), могут выявить правомерность или несоответствие выдвинутой гипотезы; определенным критерием послужит также работа [31], в которой упорядоченное распределение ионов в подрешетке В керамики СНС осуществлено длительным воздействием высоких температур (около $900^\circ C$) и в которой приводятся результаты измерения диэлектриеских свойств образцов.

В заключение авторы выражают благодарность своим коллегам из отдела синтеза НИИ физики твердого тела ЛГУ им. П. Стучки за предоставление образцов и профессору В. Я. Фрицбергу за постоянный интерес к работе и содействие в проведении настоящего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Леванюк А. П. и др. Изменения структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи точек фазовых переходов.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, вып. 1.
2. Кэлли Б. Радиационное повреждение твердых тел. М.: Атомиздат, 1970.
3. Смоленский Г. А. и др. сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Л.: Наука, 1971.
4. Hilezer B. Influence of Lattice Defects on the Properties of Ferroelectrics.— Materials Sci., 1976, vol. 11, N 1—2.
5. Соловьев С. П., Кузьмин И. И., Закуркин В. В. Радиационно-физические исследования сегнетоэлектриков типа $BaTiO_3$.— В кн.: Физика и химия твердого тела. № 4. М.: изд. НИФХИ им. Л. Я. Карпова, 1973, с. 45—76.
6. Пешиков Е. В., Мухтеремов Д. Н. Влияние нейтронного оолучения на электрофизические свойства кислородно-октаэдриеских сегнетоэлектриков.— В кн.: Радиационно-стимулированные явления в кислородосодержащих кристаллах и стеклах. Ташкент: Фан, 1978, с. 154—162.
7. Комлякова Н. С. и др. Влияние оолучения на свойства керамики системы ЦТС-19.— В кн.: сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин: изд. Калинин. ун-та, 1979, с. 176—181.
8. Вопросы радиационной технологии полупроводников/Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1980.
9. Ерматов С. Е., Тогжигитов К., Цхай В. А. Влияние реакторного оолучения на диффузионные процессы в SiO_2 .— Изв. АН СССР. Сер. Неорганиеские материалы, 1980, т. 16, № 11.
10. Sandia Scientists Improve PLZT with Ions.— Am. Ceram. Soc. Bull., 1980, vol. 59, N 8, p. 868.
11. Кузьмин И. И. и др. Влияние оолучения на вариконды.— Электронная техника. Сер. 8. Радиодетали, 1967, вып. 1, с. 57—62.
12. Land C. E. Optical Information Storage and Spatial Light Modulation in PLZT Ceramics.— Opt. Eng., 1978, vol. 17, N 4.
13. Штернберг А. Р. Современное состояние в технологии получения, в исследовании и применении электрооптиеской сегнетокерамики.— В кн.: Электрооптиеская сегнетокерамика. Рига: изд. Латв. ун-та, 1977, с. 5—104.
14. Session 10. PLZT Goggles.— Ferroelectrics, 1980, vol. 27, p. 173—202.
15. Штернберг А. Р. и др. Получение и физические свойства прозрачной сегнетокерамики.

- рамики $\text{Pb}(\text{Sc}_{0,5}\text{Nb}_{0,5})\text{O}_3$.— В кн.: Физика и химия твердого тела. М.: изд. НИФХИ им Л. Я. Карпова, 1978, с. 75—86.
16. Антонова М. К. и др. О подборе состава прозрачной сегнетокерамики для применения в определенных светомодулирующих устройствах.— Автометрия, 1980, № 2.
 17. Sternberg A. R. et al. Transparent Ferroelectric Ceramics; Phase Transitions and New Materials.— Ferroelectrics, 1981, vol. 32, p. 33—35.
 18. Штернберг А. Р. и др. Комплексное исследование особенностей структуры и фазовых переходов в ЦТСЛ состава X/65/35.— В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: изд. Латв. ун-та, 1977, с. 138—167.
 19. Фрицберг В. Я., Гринвалд Г. Ж., Гаевекис А. П. Исследование диэлектрической нелинейности в твердых растворах выше точки Кюри.— В кн.: Фазовые переходы в сегнетоэлектриках со структурой перовскита. Рига: изд. Латв. ун-та, 1974, с. 47—98.
 20. Пешников Е. В., Мухтеремов Д. Н., Панфилова Л. К. Структурно-чувствительные свойства поляризованных поликристаллических сегнетоэлектриков разного состава.— В кн.: Физика и химия твердого тела. М.: изд. НИФХИ им. Л. Я. Карпова, 1973, с. 84—90.
 21. Keve E. T. Structure-Property Relationships in PLZT Ceramic Materials.— Ferroelectrics, 1976, vol. 10, N 1—4, p. 169—174.
 22. Фрицберг В. Я., Штернберг А. Р. О возможности описания особенностей фазовых переходов в сегнетокерамике типа ЦТСЛ на основе модели ангармонического осциллятора.— В кн.: Сегнетоэлектрические фазовые переходы. Рига: изд. Латв. ун-та, 1978, с. 43—64.
 23. Holman R. L. The Defect Structure of 8/65/35 PLZT as Determined by Knudsen Effusion.— Ferroelectrics, 1976, vol. 10, 1—4, p. 185—190.
 24. Шебанов Л. А. Особенности образования дефектной структуры прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ.— В кн.: Сегнетоэлектрические фазовые переходы. Рига: изд. Латв. ун-та, 1978, с. 73—93.
 25. Сорока В. В., Хромова Н. Н., Клюев В. П. О кинетике изменения окраски кристаллов LiNbO_3 при облучении и отжиге.— Журн. прикл. спект., 1974, т. 20, вып. 3.
 26. Beizler K., Bäuerle D. Second-Harmonic Generation in "Cubic" PLZT Ceramics.— Appl. Phys., 1979, vol. 18, p. 271—274.
 27. Либбергс Г. В., Стефанович С. Ю. Генерация второй гармоники в керамике цирконата — титаната свинца, модифицированного лантаном.— В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: изд. Латв. ун-та, 1977, с. 199—207.
 28. Reinecke T. L., Ngai K. L. Disorder in Ferroelectrics: Relaxation Effects.— Ferroelectrics, 1977, vol. 16, p. 85—87.
 29. Hennings D. The Broadening of the Curie Peak by Lattice Defects in Ferroelectric Lead Titanate — Diffuse Phase Transition.— Sci. Ceram., 1976, vol. 8, p. 203—211.
 30. Borchhardt G., Cieminski J., Schmidt G. Aging of Strontium Barium Niobate and PLZT Ceramic.— Phys. Stat. Sol. (a), 1980, vol. 59, N 2.
 31. Stenger C. G. F., Burggraaf A. J. Order-Disorder Reactions in the Ferroelectric Perovskites $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$ and $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$.— Phys. Stat. Sol. (a), 1980, vol. 61, p. 653—664.

Поступила в редакцию 13 марта 1981 г.

УДК 772.99 : 537.226.4

И. Р. ДОРОШ, Ю. С. КУЗЬМИНОВ, Н. В. ТКАЧЕНКО

(Москва)

НИОБАТ БАРИЯ — СТРОНЦИЯ, ЛЕГИРОВАННЫЙ ЦЕРИЕМ, — ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СРЕДА

Интерес к объемным средам для записи голограмм обусловлен прежде всего тем, что такие среды позволяют реализовать наибольшую плотность регистрации информации [1].

Хотя плотность регистрации информации ограничивается физическими процессами, приводящими к образованию голограмм [2], объемные регистрирующие среды позволяют получить плотность записи информации, на несколько порядков больше по сравнению с плоскими регистрирующими средами [3].