

**Заключение.** Оптические схемы двухкоординатных шлейфовых дефлекторов обладают аберрациями, которые приводят к погрешности отклонения светового пучка и ограничивают количество разрешимых положений.

Минимальные аберрации имеют оптические схемы дефлекторов, у которых ось вращения зеркальца второго шлейфа лежит в плоскости падения лучей от первого шлейфа. В этом случае при заданной относительной погрешности/отклонения  $\eta=10\%$  количество реально разрешимых положений луча дефлектора может достигать величины порядка  $100 \times 100$ .

Дальнейшее уменьшение аберраций и вместе с тем увеличение рабочего поля дефлектора возможно за счет функционального управления работой дефлектора. Формирование управляющих сигналов должно производиться с учетом уравнений (9).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Выдрин, И. С. Гибин, Э. Л. Кашеев, Т. Н. Мантуш, Ю. Е. Нестерихин, Б. Н. Панков, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб. Голограммное запоминающее устройство, взаимодействующее с ЭВМ.— «Автоматика», 1974, № 1.
2. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.

*Поступила в редакцию 31 июля 1974 г.*

УДК 621.315.4/61 : 535

**Н. Г. ГАРБУЗ, В. А. ЖАБОТИНСКИЙ, И. Н. КОМПАНЕЦ,  
Т. М. КОСТИНА, П. Н. СЕМОЧКИН, А. Г. СОБОЛЕВ,  
Э. М. ЯШИН**  
(Москва)

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОЗРАЧНОЙ ЦТСЛ-КЕРАМИКИ

**Введение.** За последние годы внимание многих исследователей, работающих в области модуляции лазерного излучения, привлекла оптически прозрачная керамика на основе твердого раствора цирконата-титаната свинца с лантаном (ЦТСЛ). Этот пьезоэлектрический материал обладает ярко выраженными электрооптическими свойствами, в нем наблюдаются эффекты наведенного двулучепреломления и рассеяния. Очень важно, что упомянутыми свойствами можно эффективно управлять, поскольку они зависят от процентного содержания компонентов керамики, а последние легко варьировать в широких пределах. По своим параметрам керамика ЦТСЛ в настоящее время является одним из наиболее перспективных материалов для устройств оптической обработки информации [1, 2].

ЦТСЛ-керамика представляет собой поликристаллическое вещество. Сведения о его кристаллической структуре даны в [3, 4]. Зависимость некоторых физических свойств (двулучепреломления, диэлектрической проницаемости, прозрачности и других) от состава и технологии приготовления материала приводится в [5—9].

Среди различных составов ЦТСЛ особое внимание привлекает состав 8/65/35 (8% La, 65% Zr, 35% Ti), отличающийся при высокой прозрачности большими значениями наведенного двулучепреломления

( $\Delta n$ ) и рассеяния. Твердый раствор данного состава находится вблизи фазовой границы на диаграмме состояний ЦТСЛ-системы, благодаря чему небольшие контролируемые изменения соотношения компонентов приводят к существенному изменению электрооптических свойств.

В настоящей работе исследованы квазистатические и динамические характеристики электрооптического переключения мелкозернистой ЦТСЛ-керамики состава 8/65/35 при различных способах управления ее оптическими свойствами. Целью работы было выяснение возможности создания на основе такой керамики светоклапанных устройств и управляемых транспарантов.

**Получение оптически прозрачной пьезокерамики.** Исследуемая оптически прозрачная керамика системы цирконата-титаната свинца с лантаном была изготовлена методом горячего прессования. Эта технология, обладающая рядом существенных преимуществ перед обычной керамической технологией, получает в настоящее время все большее распространение в СССР и за рубежом.

Одним из показателей качества спеченных поликристаллических (керамических) материалов является плотность, от которой зависят основные электрофизические параметры. При горячем прессовании, благодаря одновременному приложению высокой температуры и давления, плотность материала значительно возрастает, приближаясь к теоретической [10]. Горячепрессованные образцы обладают равномерной мелкозернистой структурой, что способствует лучшей упаковке кристаллитов [11].

Для синтеза исходного материала — состава, т. е. твердого раствора ЦТСЛ, использовались окислы свинца, циркония, титана марок ХЧ и ОСЧ, а окись лантана вводилась в виде азотнокислого лантана марки ХЧ. Смешение и помол компонентов производились в планетарных мельницах, барабан и мелющие тела которых были изготовлены из халцедона. В качестве жидкой среды использовался этиловый спирт. Время помола и смешения составляло около 10 ч.

Синтез состава — двукратный; максимальная температура его составляла  $900 \div 920^\circ\text{C}$ . Время выдержки первого синтеза при максимальной температуре 6 ч, время выдержки второго синтеза 1 ч. В результате химического, спектрального и структурного анализов синтезированного твердого раствора были получены следующие результаты: содержание

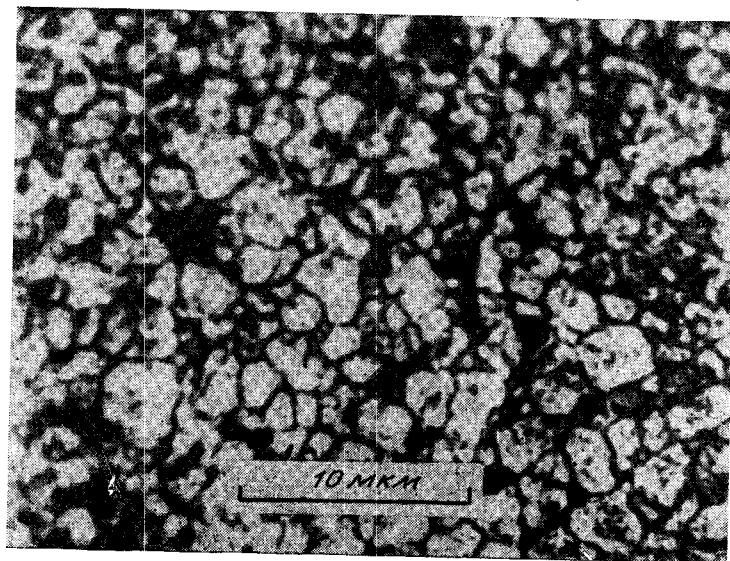


Рис. 1. Микроструктура ЦТСЛ-керамики состава 8/65/35.

примесей  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  не более 0,03%,  $\text{SiO}_2$  не более 0,06%, свободной  $\text{PbO}$  не более 2,5%, содержание зерна размером от 0,5 до 1 мкм — 35%, от 1,0 до 2,0 мкм — 60, от 2,0 до 3,0 мкм — 5%.

Непосредственно горячее прессование блоков ЦТСЛ-керамики размером  $\varnothing 60 \times 12$  мм проводилось в пресс-формах из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в засыпке из крупнозернистого корунда при максимальной температуре 1200—1240°C и удельном давлении свыше 100 кг/см<sup>2</sup>; время выдержки составляло около 8 ч.

Микроструктурный анализ образцов из горячепрессованных блоков осуществлялся путем исследования полированной протравленной поверхности на микроскопе МБИ-6 с 1800 $\times$ . На рис. 1 представлена микроструктура материала состава  $\text{Pb}_{0,92}\text{La}_{0,08}(\text{Zr}_{0,65}\text{Ti}_{0,35})\text{O}_3$ , полученного по технологии горячего прессования при оптимальном режиме. Фотография свидетельствует о равномерной мелкозернистой структуре материала с плотнейшей упаковкой кристаллитов.

Для получения тонких пластин горячепрессованный блок подвергался механической обработке: шлифовке по плоскости и распиловке алмазными пилами. Полировка пластин производилась алмазными пастами АСМ<sup>5/3</sup>, АСМ<sup>3/2</sup>, АСМ<sup>5/2</sup> и АСМ<sup>1/0</sup> на станках типа ЖК-1408 со стеклянными дисками, обтянутыми батистом, время полировки 14÷15 ч.

Приготовленные образцы представляли собой плоскопараллельные пластины площадью  $\sim 2$  см<sup>2</sup> и толщиной  $d=100$  мкм, исследования проводились при комнатной температуре. Средние значения измеренных на образцах электрофизических параметров ЦТСЛ-керамики были следующими: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=2000$ , тангенс угла потерь  $\delta=0,02$  при частоте электрического поля  $\omega=1$  кГц, удельное сопротивление  $\rho \sim 10^{+12}$  Ом/см.

Оптическую прозрачность образцов характеризует рис. 2, а, где приводятся графики пропускания ЦТСЛ-керамики в широком диапазоне длин волн, включая видимый, и микрофотография керамической пластины, полученная в проходящем свете. На длине волны  $\lambda=0,63$  мкм (излучение гелий-неонового лазера) пропускание  $T$  образцов в термически деполяризованном состоянии составило 58%. Учитывая 33%-ное отражение света (показатель преломления керамики  $n=2,6$ ), потери света на поглощение и рассеяние составили 9%. Как видно из рис. 2, б, большой вклад в эту величину давали примесные включения (выглядят как темные точки различной величины).

Ниже приводятся результаты исследования ряда электрооптических эффектов в ЦТСЛ-пьезокерамике, приводящих к модуляции электрическим полем падающего на нее света.

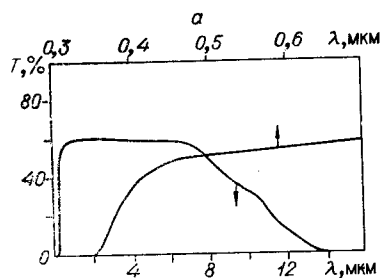
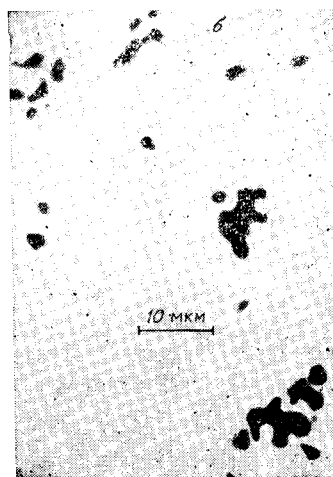


Рис. 2. Оптические свойства керамики:

а — зависимость пропускания образца керамики толщиной  $d=100$  мкм от длины волны света; б — фотография керамической пластины в прошедшем через нее свете, сделанная через микроскоп.



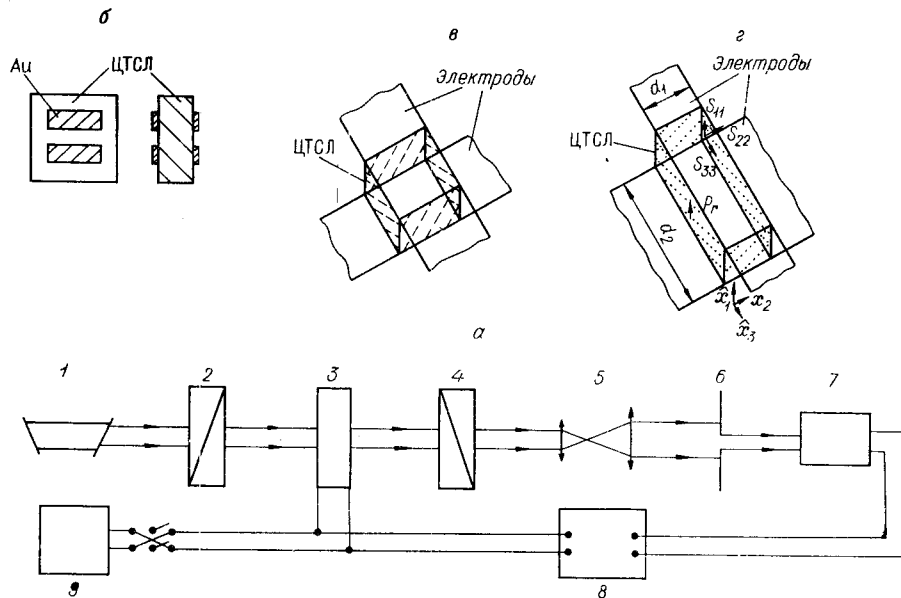


Рис. 3. Экспериментальная схема исследования электрооптических эффектов в ЦТСЛ-керамике (а) и геометрия электродов для поперечного эффекта (б), краевого эффекта (в) и эффекта асимметричной деформации (г): 1 — лазер, 2 — поляризатор, 3 — образец, 4 — анализатор, 5 — объектив, 6 — диафрагма, 7 — ФЭУ, 8 — самописец, 9 — источник напряжения.

**Поперечный электрооптический эффект.** Схема эксперимента изображена на рис. 3, а. Образец 3 помещался между скрещенными поляризаторами 2 и 4. Источником света служил He—Ne-лазер 1 ( $\lambda = 0,6328$  мкм). Объектив 5 проецировал увеличенное изображение межэлектродной области керамики на плоскость диафрагмы 6, которая перемещалась вместе с окном ФЭУ-7. Электрическое напряжение от генератора 9 подавалось на электроды керамики и на горизонтальную развертку двухкоординатного самописца 8. (Расположение непрозрачных золотых электродов, напыленных на пластину керамики для исследования в ней поперечного электрооптического эффекта, показано на рис. 3, б). На другую его координату подавался сигнал с ФЭУ.

Ось поляризатора устанавливалась так, чтобы направление вектора поляризации света, падающего на образец, составляло угол  $45^\circ$  с направлением управляющего электрического поля  $E$ . Это обеспечивало достижение максимальной глубины модуляции светового потока, поскольку известно, что сегнетокерамика, помещенная в электрическое поле, по своим оптическим свойствам аналогична одноосному электрооптическому кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением электрического поля.

Интенсивность света  $I$ , регистрируемая ФЭУ, связана с разностью фаз  $\Gamma$  между обыкновенным и необыкновенным лучами следующим выражением [12]:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}, \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность прошедшего за анализатор света при параллельном расположении оптических осей поляризатора, кристалла и анализатора. Экспериментальная зависимость нормированной интенсивности  $\frac{I}{I_0} \cdot 100\%$  от электрического поля приведена на рис. 4 (кривая 1). Кривая 1 представляет собой один из циклов переполаризации

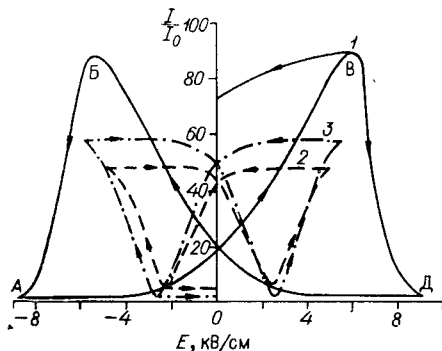


Рис. 4. Зависимость нормированной интенсивности  $\frac{I}{I_0} \cdot 100$  от напряженности электрического поля:  
1 — для поперечного электрооптического эффекта, 2 — краевого эффекта, 3 — эффекта асимметричной деформации.

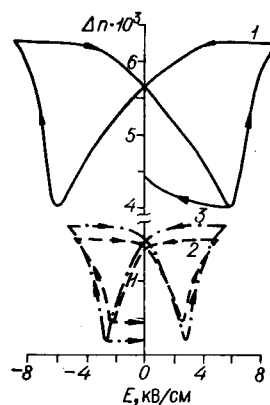


Рис. 5. Зависимость двулучепреломления  $\Delta n$ -керамики от электрического поля:  
1 — для поперечного электрооптического эффекта, 2 — краевого эффекта, 3 — эффекта асимметричной деформации.

керамики (время цикла 5 мин). Нормированная интенсивность достигает максимального значения 90% при электрических полях — 5,5, 6 кВ/см и минимального значения 1% при полях  $\pm 9$  кВ/см. Максимальный контраст составлял  $I_{\max}/I_{\min} = 90$ , глубина модуляции  $m = 0,98$ .

Используя формулу (1) и выражение для набег фазы

$$\Gamma = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n, \quad (2)$$

можно рассчитать зависимость двулучепреломления  $\Delta n$  от величины электрического поля. Она показана на кривой 1 рис. 5. Максимальное изменение двулучепреломления составило  $\delta(\Delta n) = 2,2 \cdot 10^{-3}$ , в состоянии памяти ( $E = 0$ ) —  $\delta(\Delta n) = 1,33 \cdot 10^{-3}$ .

Разность фаз  $\Gamma$  по формуле (1) определяется не однозначно, а с точностью до  $2\pi k$ , где  $k$  — целое число. Из симметрии кривой 1 рис. 4 можно заключить, что крайние точки А и Д соответствуют оптически одинаковым состояниям керамики, в которых происходит ориентация вдоль электрического поля вектора  $P$  в максимально возможном числе доменов. В этих состояниях двулучепреломление  $\Delta n$  отлично от нуля. Следовательно, набег фазы  $\Gamma$  между точками А и Д равен  $2\pi$ . В электрически деполяризованных состояниях (точки Б и В) набег фазы минимален и составляет  $\sim \pi$ . Из этого следует, что электрически деполяризованное состояние не эквивалентно термически деполяризованному. В электрически деполяризованном состоянии сохраняется преимущественное распределение вектора  $P$  в доменах вдоль электрического поля.

Результаты свидетельствуют, что в случае поперечного электрооптического эффекта наблюдаются значительные изменения двулучепреломления, позволяющие осуществлять модуляцию светового потока с глубиной, близкой к 100%. К сожалению, данный эффект трудно применить в электрически управляемом транспаранте матричного типа из-за присущей ему конфигурации электродов.

**Изменение толщины керамической пластины.** В работе была получена зависимость изменения толщины пластины ЦТСЛ-керамики от величины прикладываемого электрического поля. Для этого на обе плоскости пластины были напылены непрозрачные серебряные электроды. Одной плоскостью образец приклеивался к массивной подставке, а другая использовалась в качестве зеркала в одном из зеркальных плеч ин-

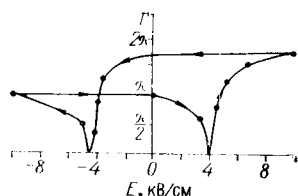


Рис. 6. Зависимость фазовой задержки света от электрического поля, полученная в интерферометре Майкельсона.

терферометра Майкельсона. Изменение толщины пластины измерялось по смещению интерференционных полос на выходе когерентного светового пучка из интерферометра. Источником света при этом служил одномодовый He—Ne-лазер.

На рис. 6 показана зависимость фазовой задержки света от напряженности электрического поля. Максимальное изменение фазы света составило  $1,75\pi$  при  $E=10$  кВ/см для образца толщиной 100 мкм. Это изменение фазы соответствует изменению толщины керамики  $\Delta d=0,276$  мкм. Из графика также

видно, что керамика обладает хорошей памятью.

Возможность эффективной модуляции света за счет обратного пьезоэффекта является фактом, заслуживающим большого внимания с точки зрения применения керамики в фазовых управляемых транспарантах.

**Краевой эффект.** Для применения ЦТСЛ-керамики значительный интерес может представить также краевой эффект [13]. При его изучении использовался электрически управляемый транспарант, состоящий из  $4 \times 4$  элементов, с матричным адресованием. Отдельный элемент матрицы схематично изображен на рис. 3, в. Применялись отражающие серебряные электроды шириной 100 мкм, расстояние между ними было 300 мкм.

Измерения проводились по схеме, представленной на рис. 3, а. Зависимость нормированной интенсивности света  $\frac{I}{I_0} \cdot 100$  от электрического поля для одного из циклов переключения керамики показана на рис. 4 (кривая 2). Минимальное пропускание света анализатором достигалось при полях  $E = \pm 2,4$  кВ/см, а при полях  $E = \pm 5$  кВ/см наблюдалась максимальная интенсивность  $\frac{I}{I_0} \cdot 100 = 48\%$ . Контраст был равен 12, что согласуется с данными работы [13]. Глубина модуляции  $m = 0,846$ .

По формулам (1) и (2) был проведен расчет зависимости двулучепреломления от электрического поля. Полученная зависимость представлена на рис. 5 (кривая 2). Величина наибольшего изменения двулучепреломления  $\delta(\Delta n)$  оказалась равной  $1,2 \cdot 10^{-3}$ , в состоянии памяти ( $E=0$ ) —  $\delta(\Delta n) = 1,15 \cdot 10^{-3}$ .

Кроме зависимости размеров переключаемой приэлектродной области от толщины керамики, обнаруженной в [13], в нашем эксперименте также наблюдалось уменьшение размеров области при уменьшении ширины электродов. Например, при ширине электродов в 75 и 500 мкм размер переключаемой области составил соответственно 140 и 370 мкм при толщине керамики 100 мкм (для электрического поля 5 кВ/см).

Фотографии рис. 7, а, б, в иллюстрируют характер переключения элементов транспаранта. В случае прохождения света через него одному включенному элементу матрицы соответствуют 4 просветленные области керамики, примыкающие к пересечению электродов (см. рис. 7, а), третий столбец матрицы был специально выключен. На рис. 7, б представлена фотография того же транспаранта. Свет отражался от электродов, расположенных на дальней от источника плоскости керамики. Каждому включенному элементу здесь соответствуют две светлые области на краю электродной полосы.

Было проведено измерение скорости переключения ЦТСЛ-керамики электрическими импульсами. В качестве генератора 9 (см. рис. 3, а) использовался источник электрических импульсов, а регистрация пе-

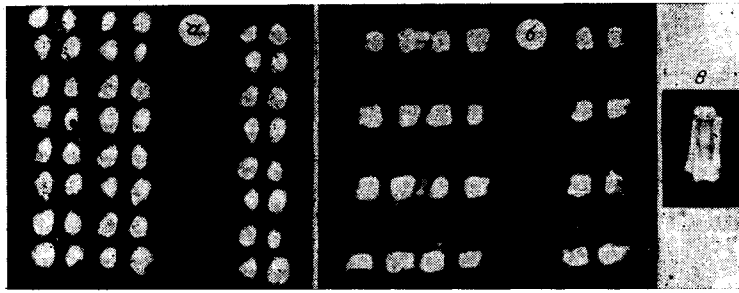


Рис. 7. Транспарант, управляемый на основе краевого эффекта, полученный в прошедшем (а) и отраженном (б) свете; (в) — переключаемый элемент транспаранта с разной шириной электродов.

реключения производилась запоминающим осциллографом. Генератор работал в однократном режиме. В исходном состоянии двулучепреломление в керамике минимально и соответственно мала интенсивность прошедшего света  $I=I_{\min}$ . После подачи на электроды импульса напряжения с амплитудой  $U$  и длительностью  $\tau$  керамика переключалась в состояние, при котором интенсивность прошедшего света  $I \leq I_{\max}$ . Через  $I_{\max}$  обозначаем интенсивность регистрируемого света, соответствующую полной поляризации переключаемой области материала. При данной длительности импульса можно увеличить его амплитуду до такой величины, когда  $I=I_{\max}$ . Эта величина  $U=U'$  и является напряжением переключения керамики из исходного состояния в состояние полной поляризации.

График зависимости  $U'(\tau)$  приведен на рис. 8. Видно, что при уменьшении длительности импульса менее 2 мкс переключающее напряжение  $U'$  начинает быстро увеличиваться. Следовательно, для данных образцов ЦТСЛ-керамики оптимальная длительность управляющих импульсов составила около 2 мкс, поскольку дальнейшее увеличение быстродействия связано с резким увеличением управляющих напряжений. В области  $\tau$  от 2 до 7 мкс кривая  $U'(\tau)$  имеет очень малый наклон. Ограничение быстродействия переключения керамики в эксперименте значением  $\tau=0,3$  мкс определялось длительностью фронтов импульса напряжения, обеспечиваемой генератором.

При выборе амплитуды управляющих импульсов в случае краевого эффекта надо учитывать, что, начиная с некоторой амплитуды  $U$  (для квазистатического переключения  $U=80$  В), области керамики вблизи электродов подвергаются сильной остаточной деформации и при последующем переключении поля слабо участвуют в переполаризации. В результате падает контраст. Среди достоинств краевого эффекта следует отметить простоту геометрии электродов и возможность избежать потерь света на электродах, поскольку изменение двулучепреломления происходит вне межэлектродной области.

**Эффект асимметричной деформации.** Можно предложить еще один метод электрического управления элементами транспаранта, по физической природе сходный с рассмотренным выше. Геометрия электродов в этом случае несколько отличается от используемой в методе краевого эффекта, а именно, ширина электродных шин на одной плоскости керамики должна быть больше, чем на другой. Отдельный эле-

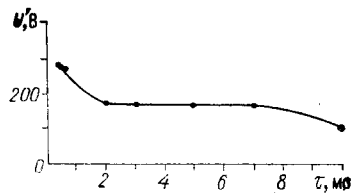


Рис. 8. Зависимость амплитуды импульса  $U'$ , необходимой для полного переключения керамики, от длительности импульса  $\tau$  (толщина керамики 100 мкм).

мент матрицы схематически изображен на рис. 3, *г*. В отличие от краевого эффекта в этом случае для управления световым лучом используются значительные изменения двулучепреломления, происходящие не только на краях электродов, но и непосредственно в межэлектродной области керамической пластины.

Квазистатистические характеристики электрооптического переключения на рассматриваемом эффекте измерялись по схеме, изображенной на рис. 3, *а*. Использовались золотые полупрозрачные электроды. На рис. 4 (кривая 3) представлена зависимость нормированной интенсивности света, прошедшего через пластину керамики в межэлектродной области, от электрического поля для соотношения ширины электродов 4:1. Максимальное значение интенсивности достигалось при полях  $E = \pm 6$  кв/см. Максимальный контраст составил 58, причем в состоянии памяти ( $E=0$ ) он был равен 50. Глубина модуляции  $m=0,97$ .

На рис. 5 (кривая 3) представлена зависимость изменения двулучепреломления ЦТСЛ-керамики от электрического поля. Максимальное изменение двулучепреломления  $\delta(\Delta n) = 1,55 \cdot 10^{-3}$ , и в состоянии памяти  $-\delta(\Delta n) = 1,4 \cdot 10^{-3}$ .

Возможно следующее объяснение электрооптического эффекта в межэлектродной области. При включении электрического поля вдоль оси  $x_1$  (см. рис. 3, *г*) происходит увеличение толщины керамики вследствие ориентации вектора  $P$  части доменов вдоль оси  $x_1$ , как и в случае краевого эффекта. Процесс сопровождается деформацией керамики вдоль осей  $x_2$  и  $x_3$ , вследствие чего возникают компоненты механического напряжения  $S_{22}$  и  $S_{33}$ . При соотношении ширины электродов  $d_2 > d_1$  в направлении  $x_3$  появляются механические напряжения, большие, чем в направлении  $x_2$ , т. е.  $|S_{22}| < |S_{33}|$ . Это приводит к преимущественной ориентации вектора  $P$  в направлении  $x_3$ , в то время как для случая  $d_1 = d_2$  компоненты механического напряжения  $S_{22}$  и  $S_{33}$  равны и двулучепреломление в межэлектродной области не наблюдается.

В предлагаемом способе управления двулучепреломлением важным фактором, очевидно, является соотношение ширины электродов. Большая величина эффекта уже достигалась при отношении ширины электродов  $d_2/d_1 = 4$ . На рис. 7, *в* представлена фотография отдельного включенного элемента, имеющего разновеликие стороны. Фотография сделана в проходящем свете. Ореол вокруг элемента обусловлен обычным краевым эффектом, а просветление в межэлектродном пространстве — рассматриваемым эффектом. Просветление начинается в центральной области и имеет продолговатую форму, отражая развитие деформационных напряжений. По мере увеличения напряжения просветление приобретает более равномерный характер по площади электрода. Положительным качеством является то, что в эксперименте не наблюдалось ухудшение контраста после подачи больших электрических полей вплоть до 15 кв/см. Несмотря на то, что в светоклапанных устройствах электроды нестандартной формы (не квадратной и не круглой) не всегда приемлемы, рассмотренный эффект благодаря своим ценным качествам может найти значительное применение.

**Заключение.** В первую очередь отметим, что проведенное в работе исследование электрооптических эффектов в прозрачной ЦТСЛ-керамике стало возможным благодаря получению методом горячего прессования качественных образцов отечественной керамики.

В работе были определены характеристики электрооптического переключения в ЦТСЛ-керамике, осуществляемого различными методами. Сравнение их показывает, что наибольшие изменения  $\Delta n$  имеют место в случае поперечного электрооптического эффекта. Наблюдаемое изменение двулучепреломления  $\delta(\Delta n) = 2,2 \cdot 10^{-3}$  при толщине керамики 100 мкм позволяет производить эффективную модуляцию светового потока ( $100 \frac{I}{I_0} = 90\%$ ) при хорошем контрасте, однако геометрия



электродов, присущая данному эффекту, затрудняет его применение в электрически управляемом транспаранте матричного типа.

Для краевого эффекта получено изменение двулучепреломления  $1,2 \cdot 10^{-3}$ , контраст составил 12, но возникает опасность уменьшения его при малом превышении рабочих полей.

В случае эффекта асимметричной деформации изменение двулучепреломления составило  $1,4 \cdot 10^{-3}$  (в состоянии памяти). Контраст равнялся 50 при соотношении ширины электродов 4:1, причем увеличение электрического поля в 2 раза по сравнению с рабочим значением не приводило к его уменьшению.

Установлено, что обратный пьезоэффект позволяет осуществлять эффективную модуляцию фазы света и отличается малыми потерями света. Его можно использовать в фазовых управляемых транспарантах.

Минимальное время переключения ЦТСЛ-керамики составило 300 нс, что, по-видимому, не является пределом для данного материала.

Учитывая, что в ряде уже упомянутых работ представлен большой фактический материал по исследованию оптически прозрачной пьезо-керамики данного состава, мы уделили в своей статье большее внимание менее изученным вопросам. Полученные результаты, конечно, не могут однозначно определить выбор того или иного эффекта в керамике для создания конкретных устройств, управляющих световым потоком, но они служат определенной рекомендацией. Работа в этом направлении будет продолжена. Для успеха необходим также дальнейший прогресс в технологии горячего прессования высококачественной ЦТСЛ-пьезокерамики.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Щеголевой за приготовление синтезированных твердых растворов, а также И. И. Климову, В. Н. Морозову и В. В. Никитину за внимание и поддержку в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Taylor, W. F. Kosonocky. Ferroelectric Light Valve Arrays Optical Memories.— "Ferroelectrics", 1972, v. 3, p. 81—99; "IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics", 1972, p. SU-19, p. 81—99.
2. В. Н. Селезнев, Н. Н. Шуйкин. Материалы для реверсивной оптической памяти.— «Квантовая электроника», 1974, № 7.
3. J. R. Maldonado, A. H. Meitzler. Ferroelectric Domain Switching in Rhombohedral—Phase PLZT-Ceramics.— "Ferroelectrics", 1972, s. 3, № 2.
4. Н. М. О'Бryan, J.R. and A. H. Meitzler. Enhanced Ordering of Ferroelectric Domains in PLZT-Ceramics (Presented at the 73rd Annual Meeting of the American Ceramic Society, Chicago, 1971, II., April 28) — "Electronics Division", № 36 — E — 71; "Ceramic Bulletin", 1972, v. 51, № 5.
5. G. H. Haertling, C. E. Land. Hot-Pressed (Pb, La) (Zr, Ti)O<sub>3</sub> Ferroelectric Ceramics for Electrooptic Applications.— "J. Am. Ceram. Soc.", 1971, v. 54, № 1.
6. G. H. Haertling, C. E. Land. Recent Improvements in the Optical and Electrooptic Properties of PLZT-Ceramics.— "Ferroelectrics", 1972, v. 3, p. 269—280; "IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics", 1972, v. SU-19, p. 269—280.
7. K. Okazaki, K. Nagata. Effects of Grain Size and Porosity on Electrical and Optical Properties of PLZT-Ceramics.— "J. Am. Ceram. Soc.", 1973, v. 56, № 2.
8. P. D. Thacher, C. E. Land. Ferroelectric Electrooptic Ceramics with Reduced Scattering.— "IEEE Trans. of Electron Devices", 1969, v. ED-16, p. 515—521.
9. C. E. Land, R. Holland. Electrooptic Effects in Ferroelectric Ceramics.— "IEEE Spectrum", 1970, v. 7, p. 71—78.
10. Д. А. Прохоткин, Ю. А. Степанов, Ю. А. Быков, В. А. Рыбкин. Горячее прессование ферритов. М., «Металлургия», 1971.
11. G. H. Haertling. Grain Growth and Densification of Hot-Pressed Lead Zirconate-Lead Titanate Ceramics Containing Bismuth.— "J. Amer. Ceram. Soc.", 1966, v. 49, № 3.
12. А. С. Сонин, А. С. Василевская. Электрооптические кристаллы. М., Атомиздат, 1971.
13. M. D. Drake. PLZT Matrix-Type Block Data Composers.— "Appl. Opt.", 1974, v. 13, № 2.

Поступила в редакцию 24 декабря 1974 г.