

Министерство высшего и среднего специального образования  
Латвийской ССР  
Латвийский ордена Трудового Красного Знамени государственный  
университет им. П.Стучки  
Научно-исследовательский институт физики твердого тела

На правах рукописи

КАПЕНИЕКС Атис Эдгарович

УДК 537.228:537.226.4

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОЗРАЧНОЙ  
СЕГНЕТОКЕРАМИКИ

ОІ.04.07. - физика твердого тела

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук,  
ст.научн.сотр. А.Э.КРУМИНЬ

Рига - 1983

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
I. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	II
I.1. Общий подход к процессам распространения света в неоднородных объектах .....	II
I.1.1. Световые волны в вакууме .....	II
I.1.2. Взаимодействие монохроматической световой волны с пространственно однородным объектом (формализм Джонса) .....	16
I.1.3. Взаимодействие световой волны с пространственно неоднородным объектом (формализм Мюллера) .....	20
I.2. Электрооптические эффекты в прозрачной сегнетокера- мике ЦТСЛ .....	27
I.2.1. Квадратичный электрооптический эффект .....	28
I.2.2. Электрически индуцированное светорассеяние .....	33
I.2.3. Электроуправляемая деполяризация .....	35
I.3. Полупроводниковые свойства ЦТСЛ и родственных материалов .....	37
I.3.1. Дефекты в ЦТСЛ .....	38
I.3.2. Проводимость ЦТСЛ и родственных материалов .....	40
I.3.3. Электретные свойства сегнетоэлектриков .....	41
I.4. Выводы по обзору литературы и формулировка цели работы .....	45
2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ .....	47
2.1. Объекты исследований .....	47
2.2. Методика определений матрицы Мюллера прозрачной сегнетокерамики во внешнем электрическом поле .....	48

2.2.1. Методика измерения всех элементов матрицы Мюллера .....	51
2.2.2. Источники ошибок и пределы применимости методов измерения матриц Мюллера .....	54
2.3. Методика измерения малых величин остаточного светопропускания .....	55
2.4. Методика фотоэлектрических и диэлектрических исследований .....	61
2.5. Методика рентгеноструктурных исследований .....	63
3. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ БЕЗ УЧЕТА ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЕЙ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА .....	64
3.1. Экспериментальное определение матрицы Мюллера .....	66
3.2. Влияние интерференционных явлений света на электро- оптический эффект в слабых электрических полях (изотропный случай, наклонное падение света) .....	69
3.3. Исследование деполяризации света в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ (анизотропный случай, нормальное падение) .....	77
3.3.1. Особенности методики и измеряемые величины .....	77
3.3.2. Результаты и их обсуждение .....	80
3.4. Электроуправляемый дихроизм в ЦТСЛ-керамике .....	87
3.5. Уточнение матриц Мюллера для ЦТСЛ-пластинок в квазисегнетоэлектрической фазе .....	90
3.6. Рекомендации по применению результатов, изложенных в гл. 3 .....	108
3.7. Выводы .....	109

4. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КЕРАМИКЕ ЦТСЛ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАНИЯ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА .....	III
4.1. Основные количественные характеристики образования и темнового гашения остаточного светопропускания .....	II2
4.2. Исследование оптического гашения остаточного свето- пропускания .....	I2I
4.3. Некоторые факторы, определяющие дополнительное увеличение остаточного светопропускания .....	I33
4.4. Исследование реверсивной нелинейности в керамике ЦТСЛ .....	I34
4.5. Механизм образования остаточного двупреломления .....	I4I
4.5.1. Оценка геометрической глубины локализации инжектированного заряда .....	I42
4.5.2. Оценка энергетических характеристик инжектирован- ного заряда .....	I45
4.6. Исследование поверхности керамики ЦТСЛ .....	I48
4.7. Рекомендации по применению результатов, изложенных в гл. 4. ....	I52
4.8. Выводы .....	I53
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	I55
ПРИЛОЖЕНИЕ. Перечень наиболее часто употребляемых обозначений физических величин и сокращений .....	I57
ЛИТЕРАТУРА .....	I6I

## В В Е Д Е Н И Е

В настоящее время бурное развитие претерпевает оптоэлектроника - новое направление науки и техники, образовавшееся на стыке квантовой электроники и физической оптики. Важной задачей в оптоэлектронике является разработка методов эффективного управления пространственно-временных характеристик как лазерного излучения, так и излучения других источников света. Одним из наиболее признанных путей решения этой проблемы можно считать использование электрооптического (ЭО) эффекта в сегнетоэлектриках [1,2,3,4]. На основе сегнетоэлектриков возможно создание таких оптических элементов как световые затворы, модуляторы, управляемые транспаранты, спектральные фильтры, устройства отображения, запоминания и обработки информации и др. Широкое применение в оптоэлектронике нашли некоторые сегнетоэлектрические монокристаллы, например,  $KDP$  и  $LiNbO_3$ . С точки зрения применения менее известна прозрачная сегнетокерамика цирконата-титаната свинца, модифицированного лантаном (ЦТСЛ) [5,6,7,8], которую запатентовал в 1972 году Хартлинг [9]. По сравнению с монокристаллами, используемыми в упомянутых устройствах, ЦТСЛ-керамика отличается простотой и дешевизной изготовления образцов больших размеров, механической прочностью и низкими управляющими напряжениями. В то же время она пока уступает монокристаллам по оптическому качеству.

Технологически наиболее отработаны составы ЦТСЛ, которые обладают квадратичным поперечным электрооптическим эффектом (управляющее поле направлено перпендикулярно направлению распространения света) и при комнатной температуре находятся в квазисегнетоэлектрической фазе [10]. На основе этих материалов уже

изготовлены экспериментальные образцы быстродействующих светозащитных очков [11,12,13] и управляемых транспарантов [3,4,14,15], налажен также их выпуск в малых сериях [13,14]. Хотя и ЦТСЛ имеет ряд преимуществ, в настоящее время ее конкурентноспособность недостаточна для обеспечения промышленного выпуска крупными партиями оптоэлектронных устройств. Частично это обусловлено тем, что электроуправляемые фазовые пластинки из ЦТСЛ как активные элементы всех перечисленных устройств по своим свойствам отличаются от идеальных фазовых пластинок.

Основная часть многочисленных работ по исследованию ЭО-явлений в ЦТСЛ квазисегнетоэлектрической фазы посвящена изучению основного ЭО-свойства этого материала - электроуправляемого двупреломления [5,16,17,18,19]. В то же время мало работ посвящено изучению деполяризации света в данных материалах [20,21,22]. Не рассмотрены также причины деполяризации света в квазисегнетоэлектрической фазе ЦТСЛ.

В ряде работ установлено, что остаточное светопропускание (ОСП) поляризационно-оптической системы (ПОС), состоящей из поляризатора, ЦТСЛ-пластинки и анализатора, после воздействия импульса управляющего напряжения больше чем до воздействия импульса. Это существенно снижает контрастность устройств, созданных на основе данных материалов [23,24]. Однако более глубокое изучение свойств ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе до и после приложения импульса управляющего поля отсутствует. Механизм ОСП в литературе практически не обсуждался.

Кроме перечисленных эффектов, в ЦТСЛ могут иметь место электроуправляемый дихроизм, эффекты интерференции света, эффекты, обусловленные неоднородностью материала. Наличие таких эффектов, которые до сих пор практически не исследованы, является одной из

причин возникновения затруднений при использовании материала типа ЦТСЛ.

Мы считаем, что появилась необходимость комплексного исследования в ЦТСЛ всех ЭО-свойств, как основных, определяющих применимость материала, так и сопутствующих, дающих в основном нежелательные эффекты. Это будет способствовать как выяснению физической природы сопутствующих эффектов, так и разработке рекомендаций по их уменьшению (устранению). Для единого описания всех ЭО-свойств пластинок ЦТСЛ нами впервые используется формализм Мюллера [25-30]. Матрица Мюллера (ММ) объекта, как известно, полностью характеризует изменение любой пространственно однородной световой волны при прохождении через объект [25-30].

Второй важной нерешенной задачей является выяснение физической природы факторов, увеличивающих ОСП для ЭО-устройств после воздействия импульса управляющего напряжения, и разработка рекомендаций по их устранению. Эту задачу формально можно было бы совместить с предыдущей. Но из-за отличительных экспериментальных методов решения мы будем ее рассматривать отдельно.

Необходимо отметить, что ЦТСЛ является поликристаллическим материалом и также характеризуется большой концентрацией дефектов. Проведенные исследования таким образом дают общие представления об особенностях ЭО-эффекта в поликристаллических и в сильно дефектных сегнетоэлектрических материалах.

Учитывая все то, что было сказано выше, целью нами проведенной исследовательской работы была следующая: разработать методики, исследовать и объяснить комплекс ЭО-свойств мелкозернистой сегнетокерамики ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе в поперечном электрическом поле.

Путь к поставленной цели включает в себя нескольких этапов.

1. Разработка методик измерения всех элементов ММ и малых величин ОСП.

2. Измерение ММ в зависимости от поперечного электрического поля и определение основных факторов, отличающих электроуправляемую ЦТСЛ пластинку от идеальной фазовой пластинки.

3. Осуществление с учетом полученных данных более тонких измерений (деполяризации света) и сравнение результатов с расчетами, проведенными на основе предложенных моделей.

4. Расчет всех элементов ММ. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных и оценка численных величин тех параметров исследуемого объекта, которые приводят к отличию ЦТСЛ от идеальной фазовой пластинки.

5. Исследование основных зависимостей ОСП для пластинки ЦТСЛ после воздействия импульса управляющего напряжения (зависимость от температуры, амплитуды и длительности управляющего напряжения, размытия краев электродов и др.).

6. Исследование темного- и фотогашения ОСП и диэлектрической нелинейности ЦТСЛ с целью обоснования механизма ОСП.

7. Разработка рекомендаций по использованию полученных результатов.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка литературы.

Первая глава является обзорной. В ней кратко рассмотрены формализмы Джонса и Мюллера, в дальнейшем нами используемые для описания ЭО-свойств сегнетокерамики ЦТСЛ. Анализируются литературные данные об интерференции света в оптически изотропных и анизотропных пластинках. Рассматриваются экспериментальные методы измерения ММ.

Далее дается анализ литературных данных об ЭО-эффектах в

ЦТСЛ и отмечается, что с точки зрения применений наиболее перспективным материалом является прозрачная керамика, которая обладает поперечным квадратичным ЭО-эффектом, и при комнатной температуре она находится в квазисегнетоэлектрической фазе. Анализируются работы по изучению ОСП в ЦТСЛ. Подробно рассматриваются работы по вопросу деполяризации света в мелкозернистой керамике ЦТСЛ. Дается также обзор исследований электронных и электретных свойств ЦТСЛ и родственных материалов.

В заключении главы обращено внимание на отсутствие совместного исследования всех ЭО-свойств ЦТСЛ в поперечном электрическом поле и формулируется цель настоящей работы.

Во второй главе рассмотрена технология изготовления и подготовка к измерениям образцов сегнетокерамики ЦТСЛ-Х/65/35 (Х - концентрация лантана в ат.%, 65/35 отношение концентраций циркония к титану). Приводится описание разработанных нами методик измерения всех элементов ММ и малых величин ОСП. В кратце рассмотрены также методики диэлектрических, фотоэлектрических и рентгеновских исследований.

В третьей главе приводятся результаты измерений и расчеты ММ для пластинок ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе в поперечном электрическом поле. Выявлены основные факторы, отличающие электроуправляемую фазовую пластинку ЦТСЛ от идеальной фазовой пластинки. Такими факторами являются интерференция проходящего и отраженных от поверхностей световых лучей, неоднородность управляющих полей, наличие микрообластей с различными ориентациями оптических осей и с различными величинами квадратичных ЭО-коэффициентов. Установлено наличие электроуправляемого дихроизма в крупнозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ-7/65/35 в сегнетоэлектрической фазе.

В четвертой главе приведены экспериментальные результаты измерения распределения ОСП в образцах ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе в зависимости от амплитуды и длительности воздействия управляющего напряжения, температуры и размытия краев электродов. На основе результатов исследования и темнового, и фотогашения ОСП, и диэлектрической нелинейности материала показано, что ОСП обусловлено электрическим полем инжектированных и захваченных на глубоких ловушках электронов. Оценены геометрические и энергетические характеристики локализованных электронов.

Основные результаты проведенных исследований можно сформулировать в виде следующих защищаемых положений.

1. Основными факторами, отличающими электроуправляемую пластинку из ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе от идеальной фазовой пластинки, являются: наличие микрообластей с отличающимися квадратичными электрооптическими коэффициентами, инжекция и захват электронов, накопление заряда на поверхности образца, неоднородность управляющего поля, неоднородность толщины, интерференция проходящего и отраженных от поверхностей лучей.

2. Остаточное двупреломление после воздействия внешнего напряжения для ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе обусловлено электрическим полем инжектированных и захваченных на глубоких ловушках электронов.

## I. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

I.1. Общий подход к процессам распространения света  
в неоднородных объектах

В настоящем разделе рассмотрим нами использованные способы описания световых волн, распространяющихся в вакууме и взаимодействующих с объектами.

## I.1.1. Световые волны в вакууме

Электрический вектор монохроматической однородной бегущей волны произвольной поляризации, распространяющейся вдоль положительного направления оси  $Oz$  в ортогональной правой декартовой системе координат  $xyz$ , описывается уравнением [25,26,29,30]

$$\vec{E}(z,t) = [E_x \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}z + \delta_x)] \vec{x} + \quad (I.1)$$

$$+ [E_y \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}z + \delta_y)] \vec{y},$$

где  $E_x$  и  $E_y$  – амплитуды линейных простых гармонических колебаний компонент электрического поля вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$ ,  $\delta_x$  и  $\delta_y$  фазы этих колебаний, а  $\vec{x}$  и  $\vec{y}$  – единичные векторы, соответствующие положительным направлениям осей  $Ox$  и  $Oy$ ,  $\omega$  – частота,  $\lambda$  – длина световых волн,  $t$  – время.

При рассмотрении поляризации волны и ее изменений с учетом взаимодействия с оптическими объектами не требуется полного уравнения в виде (I.1), а для этого будем пользоваться более компактным математическим описанием волны. С целью удаления фиксированных единичных векторов будем группировать скалярные компоненты волны в следующий вектор-столбец:

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} E_x \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z + \delta_x) \\ E_y \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z + \delta_y) \end{bmatrix}. \quad (1.2)$$

В расчетах оптических приборов также можно опустить как временную зависимость, так и данные о пространственной структуре волны в направлении оси  $Oz$ . Подставляя  $t = 0$  и  $z = 0$  в (1.2) и приводя амплитудную и фазовую информацию световой волны в комплексном представлении [30], получаем

$$\vec{E}(0,0) = \begin{bmatrix} E_x e^{j\delta_x} \\ E_y e^{j\delta_y} \end{bmatrix}. \quad (1.3)$$

Вектор  $\vec{E}(0,0)$  – это компактное представление отдельной монохроматической, однородной, поперечно-электрической плоской волны. Такой вектор называется вектором Джонса световой волны и содержит полную информацию об амплитудах и фазах компонент поля и, следовательно, о поляризации волны.

В дальнейшем часто будем пользоваться следующим упрощенным обозначением вектора Джонса:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (1.4)$$

где  $E_{\perp} = E_x e^{j\delta_x}$ ,  $E_{\parallel} = E_y e^{j\delta_y}$ .

Недостатком записи световой волны в виде матрицы Джонса является то, что выражения типа (1.3) содержат непосредственно неизмеряемые величины – амплитуду и фазу световой волны.

Сказанное выше относится к пространственно однородной монохроматической волне. Если монохроматическая световая волна имеет пространственную неоднородность, вектор Джонса зависит от координат  $x, y$  [30,31]. В случае квазимонохроматической волны, когда

спектр волны состоит не из одной дискретной частоты, а из набора частот, характер колебаний электрического вектора  $\vec{E}$  становится более сложным и компоненты вектора Джонса зависят от времени [26,29,30]. Следовательно, вектор Джонса квазимонохроматической пространственно неоднородной световой волны имеет вид:

$$E(x,y,t) = \begin{bmatrix} E_x(x,y,t) e^{j\delta_x(x,y,t)} \\ E_y(x,y,t) e^{j\delta_y(x,y,t)} \end{bmatrix} \quad (I.5)$$

Различные возможные состояния поляризации плоской световой волны можно представить в виде набора четырех действительных величин – параметров Стокса, имеющих размерность интенсивности света. Параметры Стокса, обозначаемые  $I, M, C, S$  можно выразить через декартовы компоненты поперечного электрического поля световой волны:

$$\begin{aligned} I &= \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle , \\ M &= \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle , \\ C &= 2 \langle E_x E_y \cos(\delta_y - \delta_x) \rangle , \\ S &= 2 \langle E_x E_y \sin(\delta_y - \delta_x) \rangle . \end{aligned} \quad (I.6)$$

В [26,29,30] рассмотрен только квазимонохроматический случай  $E_x(t), E_y(t), \delta_x(t), \delta_y(t)$  и, соответственно, символом  $\langle \rangle$  обозначено усреднение по интервалу времени, необходимому для регистрации света. Такой интервал значительно превышает период световых колебаний. В более общем случае (I.5) необходимо провести также усреднение по координатам  $x, y$  в пределах апертуры измерительного прибора. В случае измерения монохроматической световой волны (например, луч лазера) усреднение проводится только по координатам  $x, y$  и численные величины измеренных параметров Стокса зависят от апертуры измерительного прибора.

Параметры Стокса можно сгруппировать в  $4 \times 1$  вектор–столбец, который называется вектором Стокса световой волны:

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} \quad (I.7)$$

Вектор Стокса часто записывают также горизонтально в фигурных скобках

$$\vec{S} = \{ I, M, C, S \} \quad (I.8)$$

Рассмотрим физический смысл параметров Стокса. Как видно из (I.6), параметр  $I$  представляет собой полную интенсивность световой волны и, следовательно, всегда положителен. Параметр  $M$  равен разности интенсивностей  $x$ - и  $y$ -компонент линейно-поляризованного света. Если  $\vec{S}$  нормирован так, что  $I = 1$ ,  $M$  меняется от  $-1$  до  $+1$  в зависимости от соотношения интенсивностей компонент с линейной  $x$ - и  $y$ -поляризацией.

Параметр Стокса  $C$  характеризует наличие в световой волне линейно-поляризованной компоненты либо в направлении  $\pi/4$  ( $C$  положителен), либо в направлении  $-\pi/4$  ( $C$  отрицателен). Параметр Стокса  $S$  характеризует наличие в световой волне либо правоциркулярно-поляризованной компоненты ( $S$  положителен), либо левоциркулярно-поляризованной компоненты ( $S$  отрицателен). Параметры  $M$ ,  $C$  и  $S$  меняются в пределах от  $-1$  до  $+1$ . Равенство нулю какого-либо параметра Стокса свидетельствует об отсутствии соответствующей компоненты поляризованного света.

Пользуясь определением параметров Стокса (I.6), можно показать, что для полностью поляризованного света (см. выраж. (I.3))

$$I^2 = M^2 + C^2 + S^2, \quad (I.9)$$

а для квазимонохроматической или пространственно неоднородной световой волны имеет место неравенство

$$I^2 > M^2 + C^2 + S^2 \quad (I.10)$$

Такой свет (I.10) называется частично поляризованным светом. Вектор Стокса частично поляризованного света можно разложить на две компоненты - полностью поляризованную компоненту  $\vec{S}_\Pi$  и неполяризованную компоненту  $\vec{S}_H$ :

$$\vec{S} = \vec{S}_\Pi + \vec{S}_H, \quad (I.11)$$

где

$$\vec{S}_H = \{ [I - (M^2 + C^2 + S^2)^{1/2}], 0, 0, 0 \},$$

$$\vec{S}_\Pi = \{ (M^2 + C^2 + S^2)^{1/2}, M, C, S \}.$$

Частично поляризованный свет характеризуется степенью поляризации

$$P = \frac{(M^2 + C^2 + S^2)^{1/2}}{I} \quad (I.12)$$

Можно показать, что часто применяемое определение степени поляризации [20,28,32]

$$P_y = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (I.13)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  - максимальная и минимальная интенсивность света, соответствующая двумя взаимно перпендикулярным компонентам вектора  $\vec{E}$  (выраж. (I.5)), является частным случаем от (I.12):

$$P_y = \frac{(M^2 + C^2)^{1/2}}{I} \quad (I.14)$$

Степень поляризации  $P_y$  можно использовать для характеристики светового пучка, в котором отсутствует компонента циркулярно-поляризованного света ( $S=0$ ). Относительную часть деполаризованного света в световом пучке мы будем характеризовать степенью деполаризации света  $D$ :

$$D = 1 - P. \quad (I.15)$$

Степень деполяризации меняется от нуля для полностью поляризованного света до единицы для полностью деполяризованного света.

### 1.1.2. Взаимодействие монохроматической световой волны с пространственно однородным объектом (формализм Джонса)

В литературе [напр., 25, 26, 29, 30] обычно рассматривается взаимодействие монохроматической или квазимонохроматической пространственно однородной световой волны с объектом. Применение в экспериментах лазеров однако требует рассмотрения монохроматической волны, которая после взаимодействия с объектом может обладать пространственной неоднородностью.

Если монохроматическая пространственно однородная волна  $\vec{E}$  (по выраж. (I.4)) взаимодействует с объектом, не вызывающим пространственную неоднородность проходящей волны (пространственно однородный объект), или с маленькой частью пространственно неоднородного объекта, которую с достаточной точностью можно считать пространственно однородным объектом, то преобразование волны объектом на волну с вектором Джонса  $\vec{T}$  можно описать  $2 \times 2$  матрицей с комплексными элементами:

$$J = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \quad (I.16)$$

$$\vec{T} = J \cdot \vec{E}. \quad (I.17)$$

Такая матрица называется матрицей Джонса оптического элемента. Если оптическая система состоит из  $m$  объектов, характеризующихся матрицами Джонса  $J_1, J_2, \dots, J_m$ , или один объект состоит из нескольких слоев, уравнение (I.17) принимает вид:

$$\vec{T} = J_m \cdot J_{m-1} \dots J_2 \cdot J_1 \cdot \vec{E} . \quad (I.18)$$

Рассмотрим матрицу Джонса некоторых простых оптических элементов. Если световая волна длиной  $\lambda$  пересекает изотропную пластинку толщиной  $l$  и показателем преломления  $n$ , то фаза проходящей волны изменяется на величину  $2\pi n l / \lambda$ . Согласно (I.16, I.17), можно записать, что

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j2\pi n l / \lambda} & 0 \\ 0 & e^{-j2\pi n l / \lambda} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} , \quad (I.19)$$

где  $T_{\perp}$ ,  $T_{\parallel}$  — компоненты вектора Джонса проходящей волны.

Пластинку из прозрачной сегнетокерамики (ПСК) типа ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе можно приблизительно представить как диэлектрическую изотропную пластинку (I.19). Если ПСК помещается в внешнее электрическое поле, эллипсоид симметричного тензора диэлектрической проницаемости [26,32,33] деформируется от сферы к ротационному эллипсоиду:

$$\frac{x^2}{n_{\perp}^2} + \frac{y^2}{n_{\perp}^2} + \frac{z^2}{n_{\parallel}^2} = 1 , \quad (I.20)$$

где  $n_{\perp}$ ,  $n_{\parallel}$  — основные показатели преломления среды. Ось эллипсоида совпадает с оптической осью ПСК. Оптические свойства одноосной среды характеризуются двупреломлением  $\Delta n$ :

$$\Delta n = n_{\perp} - n_{\parallel} . \quad (I.21)$$

Если световая волна распространяется через одноосную двупреломляющую среду и направление распространения перпендикулярно оптической оси среды, то для такой волны показатель преломления среды равен  $n_{\parallel}$  при линейной поляризации волны параллельно оптической оси и  $n_{\perp}$  при линейной поляризации волны перпен-

дикулярно оптической оси. Распространение волн в таком случае описывается выражением:

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-j2\pi n_{\perp} l / \lambda) & 0 \\ 0 & \exp(-j2\pi n_{\parallel} l / \lambda) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} \quad (I.22)$$

Матрицу Джонса такого оптического прибора можно переписать как

$$\begin{bmatrix} \exp(-j\delta_{\perp}) & 0 \\ 0 & \exp(-j\delta_{\parallel}) \end{bmatrix} = \exp(j\delta_{\parallel}) \begin{bmatrix} \exp(j\delta) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (I.23)$$

где  $\delta = \delta_{\perp} - \delta_{\parallel}$ .

Если двупреломление отрицательное ( $n_{\perp} < n_{\parallel}$ ), то оптическую ось называют быстро осью линейного фазосдвигающего устройства, а перпендикулярную — медленной осью. В случае положительного двупреломления ( $n_{\perp} > n_{\parallel}$ ) оптическая ось называется медленной, а перпендикулярная ось — быстрой.

В выражениях (I.22, I.23) не было учтено преломление и отражение света от границ пластинки, однако все это приводит к многократному отражению и, следовательно, к изменению проходящей световой волны.

Влияние интерференции света на оптические характеристики пластинок рассмотрено в работах [34, 35, 36].

Коллет методами формализма Джонса исследовал процессы отражения и преломления света на плоско параллельной поверхности между средами с различными коэффициентами преломления [34]. Автор указывает на привлекательную простоту расчетов по сравнению с решением уравнений Френеля [26]. На языке формализма Джонса уравнение Френеля для преломления света на границе вакуум-диэлектрик можно записать в виде [35]:

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tau_{\perp}^{1/2} & 0 \\ 0 & \tau_{\parallel}^{1/2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} = V \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (I.24)$$

а для отражения в оптически более плотной среде:

$$\begin{bmatrix} R_{\perp} \\ R_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_{\perp}^{1/2} & 0 \\ 0 & e^{j\pi} \xi_{\parallel}^{1/2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} = e^{j\pi} \cdot W \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (I.25)$$

где  $R_{\perp}$ ,  $R_{\parallel}$  - ортогональные компоненты электрического поля отраженного луча,

$$\begin{aligned} \tau_{\perp} &= \left( \frac{\operatorname{tgi}}{\operatorname{tgr}} \right) \left[ \frac{2 \sin r \cos i}{\sin(i+r)} \right]^2, \\ \tau_{\parallel} &= \left( \frac{\operatorname{tgi}}{\operatorname{tgr}} \right) \left[ \frac{2 \sin r \cos i}{\sin(i+r) \cos(i-r)} \right]^2, \\ \xi_{\perp} &= \left[ \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \right]^2, \\ \xi_{\parallel} &= \left[ \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \right]^2, \end{aligned} \quad (I.26)$$

$i$  - угол падения,

$r$  - угол преломления.

Коллет [35] рассчитал также взаимодействие пучка света с плоскопараллельной изотропной пластинкой. Показано, что пластинка в зависимости от ориентации взаимодействует со световым лучом как дихроический и двупреломляющий объект.

Более общий случай - наклонное падение луча на произвольно ориентированный одноосный кристалл рассмотрен в статье Константиновой и Лонского [36]. Авторами получены выражения для амплитуд волн, отраженных и прошедших через пластинку из одноосного кристалла с произвольно ориентированной оптической осью, и рассмотрены некоторые частные случаи.

Таким образом формализм Джонса применяется в расчетах взаимодействия монохроматической световой волны с однородным объ-

ектом.

### 1.1.3. Взаимодействие световой волны с пространственно неоднородным объектом (формализм Мюллера)

Если световая волна обладает пространственной неоднородностью или (и) квазимонохроматичностью, ее описывает вектор Джонса волны (см. выраж. (1.5)), однако экспериментально возможно измерить лишь усредненные по координатам и времени величины – параметры Стокса (см. выраж. (1.6, 1.7, 1.8)). Изменение четырехкомпонентного вектора Стокса световой волны при взаимодействии с объектом можно записать как  $\vec{S}_2 = M_S \cdot \vec{S}_1$ , (1.27) где

$$M_S = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix}, \quad (1.28)$$

$S_1, S_2$  – векторы Стокса падающей и проходящей волны, соответственно,  $M_S$  – матрица Мюллера.

Если оптическая система состоит из  $m$  элементов, характеризующихся матрицами Мюллера  $M_1, M_2, \dots, M_{m-1}, M_m$ , или один объект состоит из  $m$  слоев, уравнение (1.27) принимает вид:

$$\vec{S}_2 = M_m \cdot M_{m-1} \cdot \dots \cdot M_2 \cdot M_1 \cdot \vec{S}_1. \quad (1.29)$$

Измеряя параметры Стокса проходящей через образец волны при различных ВС пространственно однородной падающей волны, можно экспериментально определить численные величины элементов ММ исследуемого образца (см. выраж. (1.7, 1.27, 1.28)). Однако следует отметить, что в каждой достаточно малой области образца

прохождение световой волны можно описать на основе формализма Джонса и тем самым учитывать эффекты когерентности света, что невозможно сделать при использовании формализма Мюллера.

Рассчитать ММ пространственно неоднородного объекта можно, применяя формализм Джонса для каждой однородной области образца с последующим усреднением численных величин элементов ММ.

Если падающая световая волна пространственно однородная, (деполяризация обусловлена квазимонохроматичностью света), а деполяризующие свойства объекта обусловлены дисперсией комплексного показателя преломления, выражением (I.29) можно описать свойства оптических систем без ограничений. Однако использование рассчитанных или экспериментально определенных ММ пространственно неоднородных объектов для расчета оптических систем (I.29) корректно только в том случае, когда система содержит один пространственно неоднородный элемент при падающей пространственно однородной волне. Если пространственную неоднородность имеет несколько элементов, применимость выражения (I.29) необходимо изучить отдельно.

Для простых однородных оптических элементов (поляризатор, фазовая пластинка, оптический вращатель и др.) матрицы Мюллера и матрицы Джонса приведены в [25 - 30].

Так, например, идеальная фазовая пластинка с разностью фаз  $\delta$  (см. выраж. (I.23)) и на угол  $\pi/4$  к оси  $Ox$  ориентированной быстрой осью характеризуется ММ:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & 0 & -\sin \delta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta & 0 & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (I.30)$$

Для реальных фазовых пластинок ММ могут иметь больше ненулевых элементов,  $a_{11} \neq 1 \neq a_{33}$  и иную зависимость элементов  $a_{22}$ ,  $a_{24}$ ,  $a_{42}$ ,  $a_{44}$  от средней величины  $\delta$ . Для деполаризующей изотропной пластинки ММ имеют вид [27]:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{44} \end{bmatrix} \quad (I.31)$$

Элементы ММ  $a_{22}$ ,  $a_{33}$ ,  $a_{44}$  характеризуют деполаризацию падающего света с векторами Стокса  $\{1, 1, 0, 0\}$ ,  $\{1, 0, 1, 0\}$  и  $\{1, 0, 0, 1\}$ , соответственно. Аналогичная ММ для поликристаллического образца с хаотически распределенными оптически анизотропными кристаллитами рассчитана в [40] ( $a_{22} = a_{33}$ ).

Линейный частичный поляризатор с максимальным и минимальным светопропусканием  $T_{\text{макс}}$  и  $T_{\text{мин}}$  характеризует ММ (ось пропускания ориентирована в направлении  $Ox$ ):

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} T_{\text{макс}} + T_{\text{мин}} & T_{\text{макс}} - T_{\text{мин}} & 0 & 0 \\ T_{\text{макс}} - T_{\text{мин}} & T_{\text{макс}} + T_{\text{мин}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2(T_{\text{макс}} \cdot T_{\text{мин}})^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(T_{\text{макс}} \cdot T_{\text{мин}})^{1/2} \end{bmatrix} \quad (I.32)$$

Матрица Джонса в общем случае (см. выраж. (I.16)) содержит четыре комплексных элемента или восемь численных параметров. Эти параметры соответствуют восьми оптическим характеристикам – поглощение, коэффициент преломления, два параметра, определяющие величину и ориентацию линейного дихроизма, два параметра, определяющие величину и ориентацию линейного двупреломления, циркулярный дихроизм, вращение плоскости поляризации [37]. Пространственная и временная дисперсия материала дополнительно при-

водит к деполяризации света [30]. Если известны названные выше оптические характеристики материала, геометрические размеры и ориентация объекта, то можно рассчитать элементы матрицы Мюллера. При этом каждая оптическая характеристика оказывает влияние на несколько элементов ММ.

В [38] рассчитана ММ для фазовой пластинки из оптически активного кристалла, а в [39] – матрицы Джонса и Мюллера для поглощающих магнитоупорядоченных кристаллов. Дженсен и др. [37] рассчитали ММ в общем случае для недеполяризующего плоскопараллельного образца с учетом всех упомянутых оптических характеристик однородных образцов (не учтена интерференция проходящих и отраженных лучей). В [37] приведены также ММ для нескольких частных случаев.

Насколько нам известно, ММ для прозрачной сегнетокерамики до сих пор не рассчитывались.

Приведем еще несколько выражений, в дальнейшем необходимых для описания электрооптических свойств ПСК. Если на объект, характеризующийся вектором Стокса с одной или двумя ненулевыми компонентами ( $I \neq 0$ ), степень деполяризации проходящего света, согласно (I.12) и (I.27, I.28), определяется выражением

$$D_I = 1 - \frac{1}{\alpha_{11}} (\alpha_{21}^2 + \alpha_{31}^2 + \alpha_{41}^2)^{1/2} \quad (\text{I.33})$$

для падающего естественного света с вектором Стокса

$$\vec{S} = \{I, 0, 0, 0\}, \text{ выражением} \\ D_M = 1 - \frac{1}{\alpha_{11} + \alpha_{13}} [(\alpha_{21} + \alpha_{22})^2 + (\alpha_{31} + \alpha_{32})^2 + (\alpha_{41} + \alpha_{42})^2]^{1/2} \quad (\text{I.34})$$

для падающего линейно-поляризованного света с вектором Стокса

$$\vec{S} = \{I, I, 0, 0\}, \text{ выражением}$$

$$D_C = 1 - \frac{1}{a_{11} + a_{13}} \left[ (a_{21} + a_{23})^2 + (a_{31} + a_{33})^2 + (a_{41} + a_{43})^2 \right]^{1/2} \quad (I.35)$$

для падающего линейно-поляризованного света с вектором Стокса

$$\vec{S} = \{1, 0, 1, 0\}, \text{ а также выражением}$$

$$D_S = 1 - \frac{1}{a_{11} + a_{14}} \left[ (a_{21} + a_{24})^2 + (a_{31} + a_{34})^2 + (a_{41} + a_{44})^2 \right]^{1/2} \quad (I.36)$$

для падающего правоциркулярно-поляризованного света с вектором Стокса  $\vec{S} = \{1, 0, 0, 1\}$ .

Как уже было показано, вектор Джонса содержит амплитуду и фазу световой волны, которые нельзя измерить непосредственно. Вектор Стокса, наоборот, удобен для измерения приборами, регистрирующими интенсивность светового пучка. Соответственно ММ легче определить экспериментально, используя стандартные приборы, регистрирующие интенсивность света [25, 37]. Однако в литературе результаты расчетов взаимодействия света с диэлектрическими пластинками, как правило, не приведены в виде ММ (I.28). Так в [35] рассчитаны диагонализированные ММ с комплексными элементами, которые являются линейными комбинациями элементов ММ (I.28). В [36], в свою очередь, результаты приведены в виде амплитуд и фаз проходящей волны. Для получения экспериментально проверяемых выражений такие результаты необходимо привести к виду (I.28) и провести усреднения для сравнения с экспериментом.

Рассеивающие свойства объекта охарактеризованы полностью, если известно угловое распределение поляризации рассеянного света при любой поляризации падающего света. Соотношение векторов Стокса падающего и рассеянного света можно однозначно описывать ММ (см. выраж. (I.27)) с зависящими от угла рассеяния матричными элементами.

Выражения ММ светорассеяния в более простых случаях приве-

дены в литературе: [28] – рассеяние Релея, [42] – рассеяние Релея-Ганса, [43] – рассеяние Комптона, [28] – рассеяние Ми, [28] – рассеяние Томпсона, [34,35,44,45] – отражение на диэлектрической поверхности.

Ван де Хюлстом [41] показано, что в случае когерентного рассеяния элементы ММ определены из четырех разностей амплитуд и трех разностей фаз. Следовательно существует девять независимых соотношений (равенства) элементов ММ при рассеянии света одной частицей в фиксированном направлении. Если свет рассеивается на нескольких различных частицах некогерентно, шесть равенств превращаются в неравенства. Фрайом и Катеваром [46] приведены упомянутые соотношения в явном виде и показана возможность их использования для проверки экспериментально измеренных матриц Мюллера.

Рассмотрим немногочисленные попытки экспериментального определения численных величин элементов матрицы Мюллера. Холоубек [42] исследовал рассеяние света в полимерных пленках. Элементы матрицы Мюллера рассчитаны из прямых измерений интенсивности проходящего света, применяя соответственно ориентированные линейные или циркулярные поляризаторы или анализаторы. Экспериментально определены только те элементы матрицы Мюллера, которые отличаются от нуля согласно теории Релея-Ганса, применяемой также для интерпретации результатов.

Экспериментальное определение угловых зависимостей всех элементов матрицы Мюллера при рассеянии света на малых частицах  $NaCl$  и  $(NH_4)_2 SO_4$  проведены Пери и др. [43]. Используются различные комбинации поляризатора, пьезооптического модулятора, анализатора и частоты усилителя выходного сигнала.

Томпсоном и др. [47] разработана методика одновременного измерения всех элементов ММ. Авторами приводятся результаты из-

мерения как простых оптических элементов (поляризатор, фазовая пластинка), так и ММ светорассеяния на одинаковых в воде суспендированных частицах (полиэстиреновые сферы). Измерена также ММ для рассеяния света отдельной сферы в неоднородном электрическом поле.

Сведения об измерении ММ электроуправляемых фазовых пластинок, в том числе из сегнетокерамики ЦТСЛ нам не известны.

Таким образом формализм Джонса можно применять, если пространственно однородная монохроматическая световая волна взаимодействует с недеполяризующим (т.е. пространственно однородным) образцом. Распространение частично поляризованного света через деполаризующие оптические системы часто можно описать на основе формализма Мюллера.

Экспериментально удобнее измерить ММ объекта, однако в теоретических расчетах оптических свойств диэлектрических пластинок с учетом когерентности света предпочтительнее использовать формализм Джонса. Теоретически полученные матрицы Джонса можно преобразовать в ММ и сравнить с экспериментом после проведения соответственных усреднений, что и сделано в настоящей работе.

## I.2. Электрооптические эффекты в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ

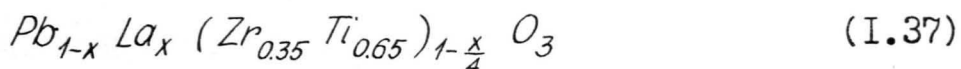
Электрооптические свойства прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ определяются и составом, и структурой материала. Как показано на фазовой диаграмме в [5,16], при комнатной температуре материал в зависимости от состава обладает линейным ЭО-эффектом, ЭО-памятью или квадратичным ЭО-эффектом. Повышение температуры приводит к изменению вида эффекта с основной тенденцией линейный ЭО-эффект - ЭО-память - квадратичный ЭО-эффект. Указанные эффекты определены для мелкозернистой сегнетокерамики (диаметр зерна ~ 2 мкм) в поперечном по отношению к направлению распространения света электрическом поле. В крупнозернистой ПСК (диаметр зерна > 4 мкм), обладающей практически идентичными диэлектрическими свойствами, преобладает электроуправляемое рассеяние как в поперечном, так и в продольном электрическом поле.

Материалы, обладающие квадратичным ЭО-эффектом, имеют узкую петлю диэлектрического гистерезиса и характеризуются многократным, практически безусталостным переключением и соответственно получили наиболее высокую оценку с точки зрения применений [13, 14,18]. Данные материалы при комнатной температуре находятся в квазисегнетоэлектрической фазе. Термин "квазисегнетоэлектрическая фаза" впервые предложен Карлом и Гейсеном [10]. Такое состояние вещества имеет место в области размытого фазового перехода и характеризуется рентгенографически нечеткой симметрией и переходом в сегнетоэлектрическую фазу под воздействием внешнего электрического поля. Составы ЦТСЛ с памятью находятся в сегнетоэлектрической фазе при комнатной температуре. Как поляризация, так и двупреломление главным образом здесь обусловлены про-

цессами переориентации доменов. Однородность фазового набег в данной фазе намного ниже чем в квазисегнетоэлектрической фазе. Поэтому ЭО-память в сегнетокерамике ЦТСЛ, хотя и является уникальным явлением, требует существенной доработки для обеспечения конкурентноспособного практического применения.

Материалы ЦТСЛ с линейным ЭО-эффектом, которые при комнатной температуре находятся в более глубокой сегнетоэлектрической фазе чем материалы с памятью, также не нашли конкретного применения из-за нестабильности параметров [16]. До сих пор, как правило, в ЭО-устройствах используется линейный ЭО-эффект в сегнетоэлектрических монокристаллах далеко от фазового перехода с высокими температурами фазового перехода (дейтерированный дигидрофосфат калия, ниобат лития [1,48,49]).

Уже в ранних работах [5] при комнатной температуре оптимальными составами сегнетокерамики ЦТСЛ были признаны



(сокращенное обозначение ЦТСЛ X/65/35); при  $7 \leq X < 9$  материал обладает электрооптической памятью, а при  $X \geq 9$  - квадратичным электрооптическим эффектом. Аналогичные составы в основном синтезируются, исследуются и применяются до настоящего времени, хотя и тщательные исследования Байе [50] показали, что наименьшими управляющими напряжениями обладает сегнетокерамика состава ЦТСЛ-8/72/28.

### 1.2.1. Квадратичный электрооптический эффект

Квадратичный ЭО-эффект в ПСК в поперечном по отношению к направлению распространения света электрическом поле приближен-

но выражается:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \bar{R} E^2 ,$$

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \bar{M} P_D^2 ,$$

где  $\bar{R}$  - электрооптический коэффициент,  $\bar{M}$  - электрооптическая постоянная,  $E$  - внешнее электрическое поле,  $P_D$  - диэлектрическая поляризация.

Анизотропию вещества при наложенном внешнем поле, приводящую к появлению ЭО-эффекта, создают как диэлектрическая поляризация (так называемый первичный или истинный ЭО-эффект), так и электрострикционная деформация вещества (вторичный или ложный ЭО-эффект). В ПСК ниже температуры максимума диэлектрической проницаемости присутствуют процессы индуцирования областей полярной фазы во внешнем электрическом поле и процессы переполаризации, также носящие вклад в ЭО-эффект [51-54]. При этих температурах наблюдается также выраженное несоответствие между временами нарастания поляризации и двупреломлением, что объясняется наличием процессов переполаризации областей полярной фазы. При снижении температуры удельный вклад вторичного ЭО-эффекта увеличивается, что объясняется повышенной пьезоактивностью из-за увеличения объема полярной фазы.

Озолиньш [55] показал применимость модели ДиДоменико-Вемпла [56] для описания ЭО- и упругооптического эффекта в керамике ЦТСЛ, а Камзина и др. [57] - в монокристалле магнониобата свинца ( $PMN$ ). Постоянные дисперсии для ЭО- и упругооптического эффекта имеют мало отличающиеся значения для монокристалла  $PMN$  и керамики ЦТСЛ, близкие к значениям для монокристалла  $BaTiO_3$ . Это указывает на аналогичное искажение зонной структуры электрическим и упругим силовым полем.

Электрооптические материалы, обладающие выраженным квадратичным ЭО-эффектом, как правило, применяются и исследуются в ПОС, состоящей из поляризатора, ЭО-образца и анализатора. В качестве поляризатора и анализатора обычно используются линейные поляроиды. Поляроиды называются скрещенными или параллельными, если их плоскости пропускания ориентированы взаимно перпендикулярно или параллельно, соответственно. Если образец обладает анизотропией коэффициента преломления, то светопропускание ПОС в скрещенных поляроидах наибольшую амплитуду изменения имеет при ориентации оптической оси образца под углом  $\pi/4$  к осям пропускания поляроидов. Это можно показать, используя ММ анизотропных пластинок (см. выраж. (I.30)) и поляроидов (см. выраж. (I.32)). Напряжение на электродах образца  $U_{\lambda/4}, U_{\lambda/2}, U_{\lambda}$ , при котором фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами после прохождения электроуправляемой пластинки равен  $\pi/2, \pi, 2\pi$  называется четвертьволновым, полуволновым и волновым напряжением, соответственно.

Для характеристики оптических и ЭО-свойств часто пользуются представлением об остаточном светопропускании [24, 58-60], что выражается:

$$I_r = \frac{I_{\perp}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = \frac{I_{\perp}}{I_0}, \quad (\text{I.38})$$

где  $I_{\perp}, I_{\parallel}$  - интенсивности проходящего через ПОС света при скрещенной и параллельной ориентации поляроидов. Также часто пользуются обратной величиной ОСП - контрастностью [23,24]. В обзорной главе мы пользовались обеими величинами. Однако результаты экспериментальных данных приведены в единицах ОСП.

Вольфрам [24] исследовал кинетику переключения образцов ЦТСЛ-9/65/35, используя  $\text{Cr-Au}$  - электроды гребенчатого типа,

диаметр диска образца 23 мм и толщина 0,25 мм. Исследования процесса закрытия ЭО-модулятора показали, что длительность и форма заднего фронта светового импульса зависит от времени воздействия приложенных электрических импульсов. Увеличение длительности управляющего импульса от  $10^{-5}$  с до  $10^3$  с приводит к увеличению длительности заднего фронта от  $2 \cdot 10^{-6}$  с до  $2 \cdot 10^{-4}$  с. Длительность заднего фронта определялась при  $I_p = 0,1$ . Физическая природа этого явления в [24] не обсуждалась.

Форма импульса светопропускания  $I_p(t)$  в зависимости от длительности импульса, частоты следования и состава керамики ЦТСЛ-Х/65/35 исследована также Киркби [61]. Длительность заднего фронта, определенная временем, при котором  $I_p$  изменяется от 0,9 до 0,1, практически не зависит ( $2 \cdot 10^{-7}$  с) от содержания лантана ( $X = 9,2; 9,7; 11,0$ ) и длительности управляющего импульса ( $10^{-7} - 10^{-5}$  с).

Зависимость быстродействия пластинок ЦТСЛ-Х/65/35, где  $8,5 < X < 9,6$ , применяемой в светозащитных очках, рассматривается в [62], при закрытии модулятора оптическая плотность 3 достигается в течение 25 мкс при  $9,5 < X < 9,7$ . Уменьшение  $X$  до 8,6 приводит к увеличению времени закрытия до 1100 мкс.

Лагуна [14] исследовал контрастность линейного транспаранта с индивидуальной электрической адрессацией на основе пластинки ЦТСЛ-9/65/35 толщиной 127 мкм. Уменьшение межэлектродного расстояния от 100 до 38 мкм привело к уменьшению контрастности от 170 до 3. Это объясняется влиянием соседних включенных элементов транспаранта. Гук и др. [15] исследовали линейные управляемые транспаранты на основе сегнетокерамики ЦТСЛ-9/65/35. Для отдельного элемента достигнута контрастность больше 500, однако влияние соседних элементов снижает его до 35.

Казанцевой и Сосненским [23] исследован ЭО-модулятор на основе ЦТСЛ-9/65/35. Установлено, что контраст отшлифованного до толщины 250 мкм и полированного образца составляет от нескольких сотых до десятки тысяч в зависимости от координаты. Отжиг образцов при 700 °С в течение 20 мин. способствует выравниванию контраста по образцу в пределах 2000-11000. Контрастность образцов после воздействия импульсов длительностью 50 мкс исследовалась в центре зазора межэлектродного пространства образца (ширина зазора 300 мкм, диаметр пучка 100 мкм). Контрастность меняется от 11000 при частоте следования импульсов управляющего напряжения 1 гц и меньше до 3000 при частоте следования этих импульсов 60-100 Гц. Особенности распределения электрического поля в образце из ЦТСЛ с планарными электродами при приложенном управляющем напряжении исследованы Клотиньшем и др. [63]. Теоретически рассчитанное симметрическое распределение интенсивности проходящего света в скрещенных поляроидах сравнено с экспериментально определенным ассиметричным распределением. В средней части рабочего зазора модулятора действительное распределение поля соответствует рассчитанному для изолятора без неравновесных зарядов. В прианодной области (несколько микрометров) поле повышено, а в прикатодной - снижено. Это объяснено наличием контактного поля, обусловленного нарушением электронейтральности в прикатодной области. В расчете распределения управляющего поля контактное поле не учтено, поскольку [63] в настоящее время эффективных методов расчета контактного поля не имеется. Предложено возможное объяснение ассиметрии распределения из-за накопления пространственного заряда электронов, переходящим в термодинамическое равновесие из металла в зону проводимости диэлектрика.

### 1.2.2. Электрически индуцированное светорассеяние

Уже в ранней стадии исследований ЭО-свойств был замечен эффект электрически управляемого светорассеяния в крупнозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ [10,64, 65]. Изменение структуры вещества вследствие изменения поляризации приводит к изменению индикатрисы рассеяния как в прямом направлении (электроиндуцированная деполяризация), так и в других направлениях. Существенным фактором, определяющим интенсивность светорассеяния, является размер зерен. Лендом и др. предложены четыре возможные механизмы светорассеяния в ПСК [5]:

- 1) рассеяние на включениях и неоднородностях,
- 2) рассеяние на границах зерен вследствие изменения коэффициента преломления,
- 3) рассеяние Релея на  $180^\circ$ -доменных стенках,
- 4) рассеяние на  $90^\circ$  ( $71,109^\circ$ )-доменных стенках.

В мелкозернистой сегнетокерамике (диаметр зерна меньше 2 мкм) в каждом зерне индуцируется, как правило, один домен и светорассеяние в основном определяется первыми двумя механизмами. В крупнозернистой сегнетокерамике (диаметр зерна больше 2 мкм) существенно наличие светорассеяния на доменных стенках, что превращает электрически управляемое светорассеяние от сопутствующего ЭО-эффекта в мелкозернистой сегнетокерамике в определяющий ЭО-эффект в крупнозернистой сегнетокерамике [5,66].

В крупнозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ 7/65/35 светорассеяние увеличивается в следующем направлении: термически деполяризованное состояние - электрически поляризованное состояние - электрически деполяризованное состояние, что противоположно на-

правлению увеличения светорассеяния в  $BaTiO_3$  [5] .

Кокен [67] рассмотрел ПСК как диэлектрика со случайно распределенными оптическими неоднородностями. В рассчитанных индикатрисах максимум интенсивности многократно рассеянного света находится в области малых углов, близко к направлению распространения нерассеянного света. Сравнение расчетов с экспериментальными данными выявило увеличение размеров центров рассеяния от 1,8 мкм в термически дополяризованном состоянии до 3,0 мкм в электрически поляризованном состоянии, что в основном совпадает с представлениями о доменных процессах, проходящих в ЦТСЛ. Однако теорией неточно объясняется интенсивность проходящего через ПСК-пластинку света.

Дализа и Сеймур [68] рассматривают ПСК-пластинку как совокупность плоскопараллельных доменов с постоянным взаимным изменением показателя преломления. Приближение геометрической оптики дает хорошее согласие с измеренными индикатрисами рассеяния для образцов из ЦТСЛ-7/65/35 и ЦТСЛ-8/65/35. В расчетах подбирается толщина слоя и изменения показателя преломления в соседних слоях.

Эрнети и Штоклер [69] рассчитали светопропускание керамики в зависимости от пористости и от диаметра пор. Показано, что при пористости 99,90% и диаметра пор 0,23 мкм светопропускание снижается до 10%, а при пористости 99,99% – до 70%, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Как показывает предыдущий обзор, учет только доменного механизма и пор не позволяет полностью объяснить электроуправляемое светорассеяние в сегнетокерамике ЦТСЛ. Исследования [5,65,70,71] показывают необходимость учета многофазности при описании

электроуправляемого светорассеяния в керамике ЦТСЛ.

Подробно эта проблема изучена Василевской, Гродненским и Сонином [72]. Индикатрисы рассеяния крупнозернистых образцов ЦТСЛ характеризуются двумя областями. При угле рассеяния  $\Omega < 5^\circ$  основная часть рассеянного света, обусловленная индуцированием вторичной фазы, не меняется при переключении управляющего напряжения. Рассеяние удовлетворительно описывается теорией Релея - Ганса; центры рассеяния оценены диаметром 6-7 мкм и концентрацией  $1-5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . При углах  $\Omega > 5^\circ$  форма индикатрисы меняется при варьировании внешнего управляющего поля, что указывает на определяющую роль доменных процессов в электроуправляемом светорассеянии. Размеры центров рассеяния при  $\Omega > 5^\circ$  оценены меньше центров вторичной фазы. Некоторая анизотропия рассеяния указывает на несферичность или оптическую анизотропию центров рассеяния второго типа.

Бережным [73] получены аналитические выражения для двуупреломления кристаллов при произвольной ориентации волнового светового вектора и внешнего электрического поля. Показано, что в анизотропных кристаллах наблюдается поворот собственных векторов поляризации света в зависимости от внешнего электрического поля.

### 1.2.3. Электроуправляемая деполяризация

Исследования электроуправляемой деполяризации света обычно в ПОС проводятся при скрещенном состоянии поляризаторов. Электроуправляемая деполяризация света исследована в ЦТСЛ-9/65/35 при распространении света параллельно направлению управляющего поля [5]. Установлено существенное увеличение интенсивности

проходящего света при наложении внешнего поля (контрастность 800). Эффект объясняется наличием некоторой случайной компоненты двупреломления перпендикулярно направлению распространения света [5].

В работе Акраельяна и др. [20] впервые исследуется деполяризация света в керамике ЦТСЛ-9/65/35 в поперечном электрическом поле. В экспериментах оптическая ось образца ориентирована параллельно плоскости пропускания поляризатора и измеряется ОСП. Такая постановка эксперимента позволяет определить деполяризацию света только при данной ориентации образца относительно плоскости пропускания поляризатора. Авторы в таких условиях определенную деполяризацию света безоговорочно используют для рекомендаций построения ЭО-модуляторов, в которых оптическая ось ориентирована под углом  $\frac{\pi}{4}$  к плоскости пропускания поляризатора.

В работе Князькова и др. [22] приведены результаты исследования деполяризации света в зависимости от управляющего поля для пластинки из ЦТСЛ со сплошными прозрачными электродами. Авторами применена ПОС, состоящая из линейного поляризатора и пластинки ЦТСЛ, которая к направлению распространения света ориентирована нормально или наклонно, компенсатора и анализатора в скрещенном состоянии. Плоскость поляризации падающего на пластинку света составляет угол 0 или  $\frac{\pi}{2}$  относительно плоскости падения. Степень деполяризации света рассчитывалась из измерений интенсивности света на выходе системы в параллельном и скрещенном положении поляроидов (см. выраж. (I.38)). Авторами экспериментально показано, что степень деполяризации света в случае наклонного положения пластинки ЦТСЛ несколько выше, чем при нормальном падении. Степень деполяризации света при угле  $\frac{\pi}{4}$  между плоскостью

поляризации падающего на образец света и плоскостью падения, имеющей место в модуляторе с наклонной электроуправляемой пластинкой [21], авторами не исследована. Модуляцию света, обусловленную электрооптическими эффектами в сегнетокерамике, помещенной между скрещенными поляроидами, авторы описывают выражением:

$$I_r = f^{\theta}(E) \left[ \sin^2 \frac{\pi \Delta n l}{\lambda} + D^{\theta}(E) \right], \quad (1.39)$$

где  $f^{\theta}(E)$  – функция пропускания света, прошедшего через модулирующую ячейку и апертуру на выходе, описывающая модуляцию света за счет эффекта управляемого рассеяния,  $\Delta n$  – эффективное двупреломление,  $D^{\theta}(E)$  – функция деполяризации света. Вид функций пропускания  $f^{\theta}(E)$  и деполяризации  $D^{\theta}(E)$  света авторы не раскрывают.

Необходимо отметить также, что исследования в работах [20, 22] по деполяризации света проведены только при напряжениях  $U$ , меньших полувольтных  $U_{\lambda/2}$ . В данной области напряжений наблюдалось по данным [20, 22], увеличение деполяризации света с ростом  $U$ . Вопрос о поведении деполяризации света при  $U > U_{\lambda/2}$  и при ориентации оптической оси образца под углом  $\frac{\pi}{4}$  к плоскости поляризации света остается открытым.

### 1.3. Полупроводниковые свойства ЦТСЛ и родственных материалов

Оптические свойства ЭО-веществ обусловлены как внешними, так и внутренними электрическими полями. В случае идеального диэлектрика необходимо считаться только внешним полем, но в реальных материалах, которые имеют носители заряда и ловушки, может возникнуть перераспределение зарядов, приводящее к изменению оптических свойств. В настоящем разделе кратко рассмотрим те полу-

проводниковые свойства ЦТСЛ и родственных материалов, которые могут влиять на ЭО-характеристики материала.

### 1.3.1. Дефекты в ЦТСЛ

Керамика ЦТСЛ имеет решетку типа перовскита  $ABO_3$ . В такой решетке ионы  $Pb^{2+}$  и  $La^{3+}$ , как правило, занимают узлы  $A$ , а ионы  $Zr^{4+}$  и  $Ti^{4+}$  - узлы  $B$ .

В сегнетокерамике ЦТСЛ при замене четырехвалентного иона свинца ионом трехвалентного лантана условие сохранения электронной нейтральности приводит к образованию вакансий в подрешетке  $A$  согласно общепринятой формуле синтеза (см. выраж. (1.37)). Реально ситуация более сложна. Дополнительные дефекты могут образоваться как в подрешетках  $A$  и  $B$ , так и в подрешетке кислорода. Холман [74] гравиметрическим методом установил, что 2,48% от общих мест не заняты в подрешетке  $A$ , а в подрешетке  $B$  не заняты 0,75% мест. По данным Хердтла и Хеннигса [75] при концентрациях лантана, меньших 4 ат.%, вакансии образуются только в подрешетке  $A$ . Дальнейшее увеличение концентрации лантана приводит к образованию дефектов и в подрешетке  $B$ . Гурурая и Субарао [76] установили, что концентрация вакансий в подрешетке  $A$  увеличивается с концентрацией циркония при постоянной концентрации лантана. Размытие фазового перехода с увеличением концентрации лантана, в свою очередь, указывает на образование дефектов в подрешетке  $B$ . На такую возможность указывают Фрицберг [77] и Штернберг и др. [78]. Шибанов [79] рентгеноструктурным методом показал, что ионы  $La^{3+}$  могут внедряться также в подрешетку  $B$ , перераспределение ионов лантана зависит от концентрации добавленного лантана.

Из всех составляющих ЦТСЛ наибольшей летучестью характеризуется  $PbO$  [80] : уже при температурах 800–900 °С наблюдается интенсивная диффузия, а при пониженном внешнем парциальном давлении  $PbO$  – его улетучивание. Соответственно образуются дефекты по свинцу.

Димза [81] исследовал влияние восстановления на диэлектрические, оптические и полупроводниковые свойства ЦТСЛ. Показано, что прозрачные образцы ЦТСЛ содержат мало кислородных вакансий, поскольку в невосстановленной керамике практически отсутствует релаксационная поляризация, обусловленная, по мнению автора, кислородным дефицитом. Однако упомянутые дефекты в ЦТСЛ распределены статически неравномерно. Димза и Круминь [82,83] объясняет электронные явления в ЦТСЛ на основе теории сильнолегированного компенсированного полупроводника с крупномасштабным потенциальным рельефом. Такой рельеф обусловлен наличием большой концентрации заряженных дефектов и их неоднородным распределением [75,84,86] . Трехвалентные ионы лантана в ЦТСЛ выступают как доноры, а вакансии свинца – как акцепторы с концентрацией порядка  $10^{21}$  см<sup>-3</sup> [74,85] .

Приседский и др. [86] считают, что особенности свойств ЦТСЛ нельзя объяснить только наличием случайно распределенных точечных дефектов. Авторами [86] предложен модель протяженных дефектов – скоплений вакансий по свинцу. Такие протяженные дефекты, в виде плоскостей кристаллографического сдвига, способствуют синтезу плотной оптически однородной керамики ЦТСЛ.

Особыми дефектами в сегнетокерамике являются границы зерен. Ими обусловлен, например, положительный температурный коэффициент сопротивления в керамике  $BaTiO_3$  и величина электропроводности керамических электретов [87] . Однако успешное развитие тех-

нологии горячего прессования позволило изготовить образцы из ЦТСЛ с исключительно тонкими границами зерен. В таких образцах трещины не проходят по границам зерен [5] и домены иногда занимают объем нескольких кристаллитов [5]. Доказательством тонкости границ зерен  $d_f$  является также близкая к теоретическому прозрачность пластинок ЦТСЛ.

В [83] показана роль зернистой структуры прозрачной сегнетокерамики в явлениях переноса. Сопоставление измеренных линейных частей вольтамперных характеристик с существующими представлениями о проводимости поликристаллических материалов [88] привело к выводу, что потенциальные барьеры на границах кристаллитов не влияют на процесс проводимости.

### 1.3.2. Проводимость ЦТСЛ и родственных материалов

Темновая проводимость при комнатной температуре для ЦТСЛ довольно низкая и составляет  $10^{-14} - 10^{-15} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [82,83,85]. Это меньше проводимости керамики цирконата-титаната свинца и других сегнетоэлектрических твердых растворов со структурой перовскита [89]. Фотопроводимость ЦТСЛ также меньше по сравнению с фотопроводимостью других сегнетоэлектриков [82,83,90,91].

Бурджес и др. [90] объясняет малую фотопроводимость ЦТСЛ малой величиной времени жизни фотоносителей ( $10^{-13}$  с). Хулье и Мишерон [91], в свою очередь, связывает это с малым квантовым выходом ( $10^{-4}$ ) фотоионизации.

Для объяснения особенностей проводимости керамики ЦТСЛ Димза и Круминь [82,83] предложили использовать модель сильно легированного и компенсированного полупроводника. Данная модель под-

тверждается температурной зависимостью проводимости (постоянная энергия активации при  $T > 400$  К и закон Мотта при  $T < 250$  К) и нелинейностью вольтамперных характеристик. Авторы, однако, допускают и влияние инжекционных токов, образующих пространственный заряд, на нелинейность вольтамперных характеристик и рядом других явлений. Носителями заряда, как и в случаях некоторых других сегнетоэлектриков типа перовскита, предположены поляроны малого радиуса, хотя в спектрах поглощения восстановленных образцов не установлен пик поляронов, характерный, например, для восстановленного  $BaTiO_3$  [92]. Интересно отметить, что процесс восстановления, существенно изменяющий количество вакансий кислорода и проводимость, практически не меняет вид температурных зависимостей темновой и фотопроводимости и, по мнению [81], механизм проводимости. Температурные зависимости темновой и фотопроводимости при температурах ниже  $\sim 300$  К имеют почти одинаковый характер, т.е. как фононы при темновой проводимости, фотоны и фононы одновременно при фотопроводимости одинаковым образом влияют на вероятность прыжка. Прыжки происходят, вероятно, по локализованным состояниям одинакового характера и при фото-, и при темновой проводимости [81].

### 1.3.3. Электретные свойства сегнетоэлектриков

В настоящем разделе рассмотрим электретные свойства сегнетоэлектриков и некоторых других материалов. Эти свойства, с одной стороны, связаны с проводимостью и дефектностью материала, а, с другой стороны, они могут оказать влияние на ЭО-свойства материалов через образующиеся электрические поля.

Копыловым и Кравченко [93] исследовано электретное состояние в сегнетоэлектрике  $Sr_{0.65}Ba_{0.25}Ca_{0.1}Nb_2O_6$  при температуре  $20^\circ\text{C}$  (выше температуры максимума диэлектрической проницаемости). Установлено наличие как электроэлектретных, так и фотоэлектретных свойств, при этом заряд фотоэлектрета в три раза больше заряда электроэлектрета. Авторы предполагают, что фотоэлектретный заряд является гетерозарядом, знак которого совпадает со знаком пирозаряда, однако не указано, каким способом это измерено. Установлено также наличие инжекции, которая более интенсивна со стороны катода. Из результатов измерения начального тока деполяризации при освещении образца на различном расстоянии от электродов авторы делают вывод о том, что заряд распределен в объеме образца. Однако в [93] не рассмотрена возможность образования тока во внешней цепи при разряде инжектированного гомозаряда вследствие изменения однородности образца [94,95] из-за освещения.

В работе Камшилина и др. [96] исследованы фотоэлектретные свойства силиката висмута. Авторы установили, что ток деполяризации образца в фотоэлектретном состоянии при его однородном освещении противоположен по знаку току фотопроводимости в приложенном внешнем поле во время образования фотоэлектрета. Из этого сделано заключение о том, что фотоэлектретное состояние обусловлено гетерозарядом. Однако, как известно [94,95], ток такого же направления может наблюдаться, если гомозаряд освобождается во внешней цепи в неоднородном образце.

Особенности распределения доменной структуры в монокристаллах  $BaTiO_3$  при охлаждении ниже фазового перехода во внешнем поле показали, что выше точки Кюри в кристаллах у катода наблюда-

ется область сильного поля, которая медленно перемещается и останавливается на некотором расстоянии от этого электрода [97]. Исследования распределения пироактивности в кристалле методом динамического пироэффекта, по мнению авторов, показали, что распределение заряда обусловлено наличием инжекции носителей заряда в приповерхностные слои и накоплением в приконтактных областях зарядов, экранирующих внешнее электрическое поле. Движение области сильного поля в направлении от катода и образование в прикатодной области с-доменной структуры указывает на то, что инжекция электронов выражена более ярко нежели инжекция дырок.

В работе Бережного и др. [98] отмечено наличие в ЦТСЛ-9/65/35 областей пространственного заряда вблизи электродов после воздействия импульса внешнего поля. Время исчезновения областей пространственного заряда близко к максвелловскому времени релаксации.

В работе Морозова и др. [99] установлена наличие области пространственного заряда у катода в кристаллах ниобата бария-стронция после воздействия внешнего поля. Возникновением пространственного заряда объяснены эффекты "усталости".

В работе Трепакова и др. исследованы фотопроводимость и фотоэлектрические свойства монокристаллического магнониобата свинца [100]. Спектр фотопроводимости материала характеризуется максимумом в области края поглощения ( $E_{c1} = 3$  эВ) и при  $E_{c2} = 2,8$ , и при  $E_{c3} = 2$  эВ. Полученная интегрированием разрядного тока при комнатной температуре, концентрация локализованного заряда, образующего фотоэлектрическое состояние, оценена величиной порядка  $10^{14}$  электронов на  $\text{см}^3$ . По мнению авторов, в исследованном спектральном диапазоне 0,22-1 мкм при отсутствии поля разрядные фототоки вызваны тем, что неравновесные носители, возникшие при

освещении образца светом с энергией квантов  $E_c \gg E_{c1}$ ,  $E_c = E_{c2}$ ,  $E_c = E_{c3}$ , дрейфуют в поле объемного заряда к местам локализации носителей, где и рекомбинируют, уничтожая объемный заряд. Уменьшение величин и наблюдаемый незначительный сдвиг максимумов  $E_{c2}$  и  $E_{c3}$  в коротковолновую область при последовательном многократном снятии спектров разрядного фототока свидетельствует, что уровни  $E_{c2}$  и  $E_{c3}$  могут играть роль центров захвата.

Некоторое число уровней захвата, образующих фотоэлектретное состояние, может быть обусловлено наличием дефектов, связанных с сосуществованием фаз при размытом фазовом переходе. С повышением температуры уменьшение этой дефектности должно приводить к уменьшению объемного заряда фотоэлектретного состояния, что и наблюдается экспериментально [97].

Смоленский [101] считает, что возникновение фотоэлектретного состояния в значительной степени связано с ловушками, возникающими на дефектах, которые локализованы на фазовых границах, поскольку температурные зависимости плотности фотоэлектретного заряда и квадратичных по поляризации электрооптических коэффициентов  $M_{11}$ - $M_{12}$  коррелируют [100].

Ивановым и др. [102] исследована электропроводность и релаксация объемного заряда в пьезокерамике системы ЦТС. Сравнением максвелловского времени релаксации с процессами установления релаксационной поляризации показано, что релаксация свободных носителей заряда в данном случае не играет определяющей роли в процессах релаксационной поляризации.

Таким образом из сказанного ясно, что электретные свойства сегнетоэлектриков исследованы для нескольких материалов, однако интерпретация экспериментальных данных не всегда однозначна. Не

изучено влияние электрерных свойств сегнетоэлектриков на их ЭО-свойства, хотя, например, в [93] указано, что электрерный эффект необходимо учитывать при исследовании фоторефрактивных и ЭО-эффектов. Нами также не известны данные об электрерных свойствах прозрачной керамики ЦТСЛ и их влиянии на ЭО-характеристики материала.

#### 1.4. Выводы по обзору литературы и формулировка цели работы

На основе проведенного в первой главе обзора работ можно сделать следующие выводы:

1. В прозрачной сегнетокерамике типа ЦТСЛ до сих пор в поперечном электрическом поле подробно исследованы только основные электрооптические эффекты – двупреломление в мелкозернистой и светорассеяние в крупнозернистой керамике. Некоторыми авторами сделана попытка [20,22] одновременного исследования двупреломления и деполяризации света в мелкозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ. Однако авторы, как правило, деполяризацию света и двупреломление исследовали при различной поляризации падающего света. Отсутствуют также объяснения причин деполяризации света.

2. Нам не известны попытки единого описания всех электрооптических свойств ЦТСЛ. Отсутствием единого подхода можно объяснить некорректность при описании различных электрооптических эффектов [20,22]. Для единого описания оптических свойств объекта можно использовать формализм Мюллера.

3. Многие авторы приводят численные величины контрастности электрооптических модуляторов на основе ЦТСЛ-9-10/65/35. Указано снижение контраста после воздействия импульсов управляющего

напряжения. Более детальные измерения распределения контрастности или им эквивалентной величины отсутствуют. Не объяснены также причины снижения контраста.

С физической точки зрения исследования материалов типа ЦТСЛ дают общие представления об особенностях ЭО-эффекта в поликристаллических и в сильно дефектных сегнетоэлектрических материалах.

Поэтому, учитывая перспективность применения ЦТСЛ в оптоэлектронике и в других областях, а также преимущества технологии изготовления сегнетокерамики перед монокристаллами, в настоящей работе была выдвинута цель разработать методики исследований и установить все основные электрооптические свойства мелкозернистой сегнетокерамики ЦТСЛ в поперечном электрическом поле; определить и объяснить основные различия реальных ЦТСЛ электроуправляемых фазовых пластинок и идеальной фазовой пластинки. Этапы для достижения поставленной цели были сформулированы во введении настоящей работы.

## 2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящей главе дана краткая характеристика образцов и использованных методик. Подробно изложены оригинально разработанные и впервые применяемые в исследованиях ПСК методики [103, 104] .

Часть методик, которые тесно связаны с получением конкретных результатов, изложены и в следующих главах.

### 2.1. Объекты исследований

Исследования проведены на прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ-Х/65/35 (твердый раствор цирконата-титаната свинца, модифицированный лантаном, 65/35 – отношение циркония к титану в атомарных процентах). Концентрация лантана Х варьировалась от 7 до 13 ат.%, поскольку в таком интервале концентраций керамика имеет наиболее высокую чувствительность к внешним воздействиям, наиболее отработанную технологию получения и наибольшие перспективы применения.

Образцы прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ изготовлены методом двухстадийного горячего прессования в вакууме и в воздухе. Исходное сырье синтезировано гидроксопероксополимерным методом с сверхстехиометрической добавкой 4 вес.% оксида свинца. Частицы синтезированного порошка были размером менее 1 мкм. Заготовки диаметром 50 мм прессовали под давлением  $1000 \text{ кг} \cdot \text{см}^{-2}$ . В дальнейшем процессе изготовления использовали методику горячего прессования, близкую к описанной в [105] : горячее прессование в вакууме –  $T = 800\text{--}900 \text{ }^\circ\text{C}$ ; давление  $500\text{--}2000 \text{ кг} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $t = 0,1\text{--}2$  часа и

горячее прессование в воздухе -  $T = 1100-1300$  °С; давление -  $140-700$  кг·см<sup>-2</sup> продолжительностью 2-60 часов.

После горячего прессования образцы разрезались алмазной пилой на слои толщиной 0,7-1 мм. Требуемая толщина ( $\sim 300$  мкм) и оптическое качество (класс I4) поверхности образцов было достигнуто шлифовкой и полировкой. Чтобы снять механическое напряжение образцы отжигались при температуре 800 °С в течение 1 часа.

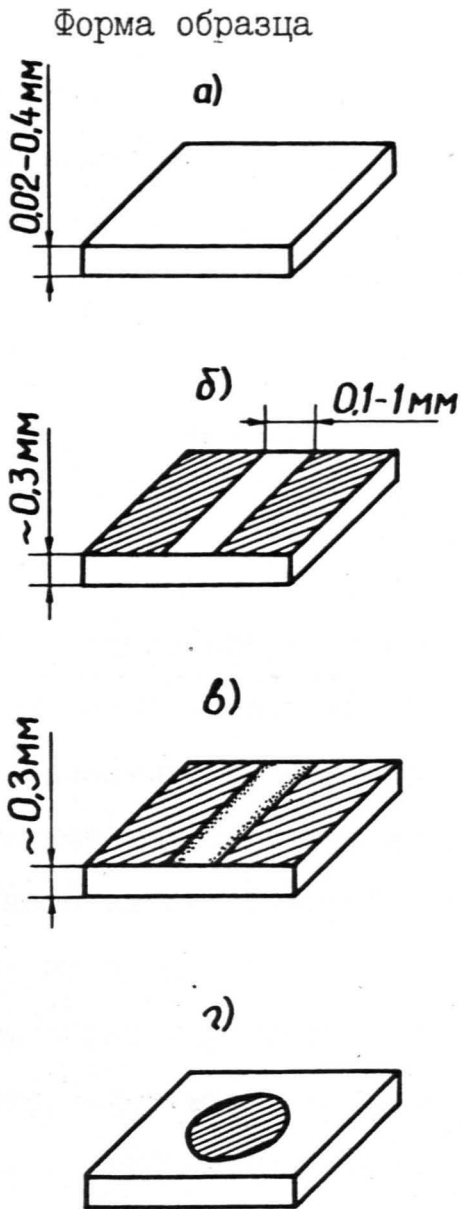
На образцах, предназначенных для электрооптических измерений, напылением в вакууме были нанесены планарные Al - или V - Cu - Ni - электроды. С целью получения электродов с размытыми краями часть образцов во время напыления размещали на некотором расстоянии от маски (до 1 мм).

На рис. 2.1 изображены формы образцов, использованных в экспериментах.

## 2.2. Методика определения матрицы Мюллера прозрачной сегнетокерамики во внешнем электрическом поле

Матрица Мюллера исчерпывающе характеризует оптические свойства ПСК, поэтому нами были разработаны методы определения ММ ПСК-пластинок во внешнем электрическом поле и выявлены пределы применимости разработанных нами и других методов.

Из выражения (1.27) следует, что ММ можно рассчитать, если известны векторы Стокса проходящего через образец света при падающем свете с векторами Стокса  $\{1,0,0,0\}$ ,  $\{1,1,0,0\}$ ,  $\{1,0,1,0\}$ ,  $\{1,0,0,1\}$ . В общем случае расчет элементов ММ сводится к решению системы 16 линейных уравнений с 16 неизвестными.



## Вид измерений

Остаточное светопропускание,  
рентгеновские измерения,  
поглощение света.

Электрооптические измерения,  
фотоэлектрические измерения.

Образец с размытыми краями  
электродов для электрооптичес-  
ких измерений.

Диэлектрическая проницаемость,  
диэлектрическая поляризация,  
темновая проводимость.

Рис. 2.1. Схематическое изображение образцов для исследований.

Вектор Стокса, в свою очередь, рассчитывается по интенсивности света  $I_{np}$ , проходящего через систему элементов с известной матрицей Мюллера ( $\lambda/4$  - пластинка, поляриод). В литературе раньше часто предлагался следующий способ измерения параметров Стокса световой волны [28] :

$$\begin{aligned} I &= I_{np}(0,0) + I_{np}\left(0, \frac{\pi}{2}\right), \\ M &= I_{np}(0,0) - I_{np}\left(0, \frac{\pi}{2}\right), \\ C &= 2I_{np}\left(0, \frac{\pi}{4}\right) - I, \\ S &= 2I_{np}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right) - I. \end{aligned} \quad (2.1)$$

В качестве аргументов  $I_{np}(\theta, \varphi)$  даны углы ориентации быстрой оси  $\lambda/4$  - пластинки и угол ориентации плоскости пропускающего поляризатора относительно оси  $Ox$ . Такой принцип в изложенном статическом варианте использован в поляриметре Стокса.

Часто из соображений симметрии исследуемого объекта можно заранее предполагать, что некоторые элементы ММ равны нулю [41], и таким образом упрощать методику измерения, как это сделано, например, Хлоубеком [42] при исследовании светорассеяния полиэтилена в приближении Релея - Ганса.

Нами были проведены аналогичные эксперименты измерения ММ для пластинок ЦТСЛ во внешнем электрическом поле, однако точность полученных результатов обычно получалась неудовлетворительной. Чтобы осуществить измерения ММ с точностью до 2-3%, мы разработали специальную методику и изготовили соответствующее устройство.

### 2.2.1. Методика измерения всех элементов матрицы Мюллера

Для определения всех элементов матрицы Мюллера ЦТСЛ во внешнем электрическом поле мы применяли оптическую схему, показанную на рис. 2.2. Измерялись вектора Стокса падающего и проходящего через образец света, когда в падающий свет преобладали следующие вектора Стокса:

$$\{1, 0, 0, 0\}, \{1, 1, 0, 0\}, \{1, 0, 1, 0\}, \{1, 0, 0, 1\}.$$

Для определения компонентов вектора Стокса проходящего через образец пучка света применялись, аналогично как в работе [106], четвертьволновая пластинка и поляризатор. Изменение светового пучка с вектором Стокса  $\{I, M, C, S\}$  при прохождении через  $\lambda/4$ -пластинку описывается матричным уравнением:

$$\begin{bmatrix} I_{np} \\ M_{np} \\ C_{np} \\ S_{np} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ \cos 2\varphi & \cos^2 2\varphi & \cos 2\varphi \sin 2\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \sin 2\varphi & \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \cos 2\theta \sin 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

где  $\{I_{np}, M_{np}, C_{np}, S_{np}\}$  - вектор Стокса проходящего через ПОС света. Рассчитаем интенсивность проходящего света:

$$\begin{aligned} I_{np}(\theta, \varphi) = & \frac{1}{2} \left[ I + \frac{2 + \sqrt{2}}{2} \left( \frac{M}{2} \cos 2\varphi + \frac{C}{2} \sin 2\varphi \right) \right] + \\ & + \frac{\sqrt{2}}{4} S \sin(2\varphi - 2\theta) + \frac{2 - \sqrt{2}}{8} \left[ (M \cos 2\varphi - C \sin 2\varphi) \cos 4\theta + \right. \\ & \left. + (M \sin 2\varphi + C \cos 2\varphi) \sin 4\theta \right]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Первый член выражения является постоянным, второй имеет удвоенную частоту вращения  $\lambda/4$ -пластинки, а частота третьего члена четыре раза больше частоты вращения  $\lambda/4$ -пластинки:

$$I_{np}(\theta) = C_0 + C_2 \cos 2\theta + C_4 \cos 4\theta + S_2 \sin 2\theta + S_4 \sin 4\theta. \quad (2.4)$$

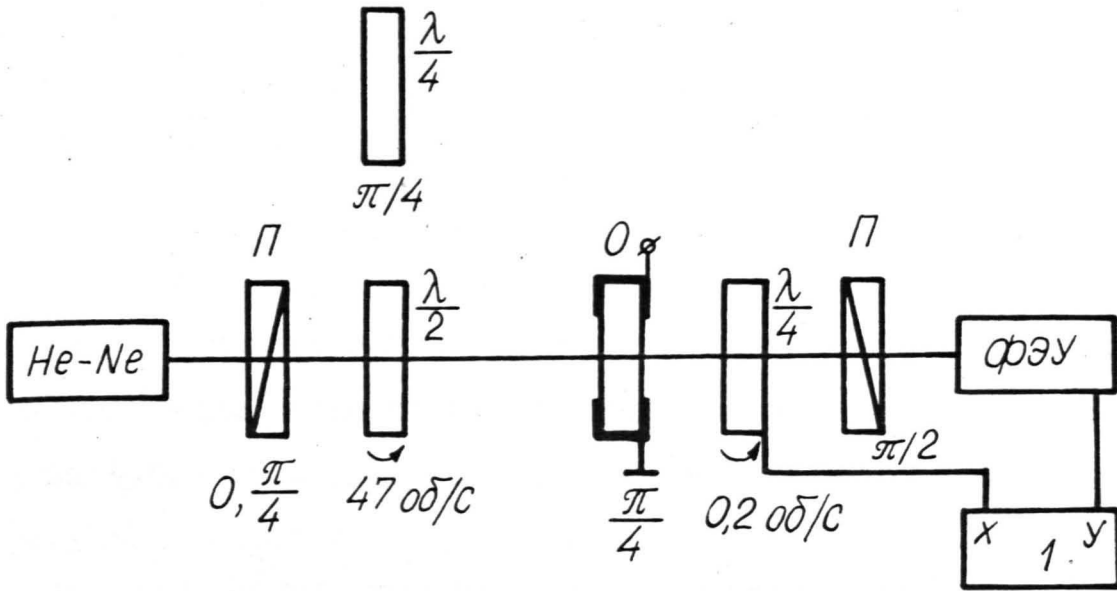


Рис.2.2. Схема экспериментальной установки для определения всех элементов матрицы Мюллера образца.

$\lambda/4$  - четвертьволновая пластинка,  $\Pi$  - поляризатор, He - Ne - лазер,  $\lambda/2$  - полуволновая пластинка, O - образец, ФЭУ - фотоэлектронный умножитель, 1 - двухкоординатный самописец ПДС-02IM. Под оптическими элементами указана ориентация их быстрой осью или плоскости пропускания относительно оси Oх или скорость вращения.

Множители  $C_0, C_2, C_4, S_2$  и  $S_4$  являются Фурье коэффициентами экспериментально получаемой зависимости  $I_{np}(\theta)$ , состоящей из  $2m$  точек:

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{1}{m} \sum_{i=0}^{2m-1} I_{npi}, \\ C_S &= \frac{1}{m} \sum_{i=0}^{2m-1} I_{npi} \cos \frac{iS\pi}{m}, \\ S_S &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{2m-1} I_{npi} \sin \frac{iS\pi}{m}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где  $I_{npi}$  - измеренная интенсивность проходящего света при угловой ориентации четвертьволновой пластинки  $\theta = \frac{iS\pi}{m}$ . Из рассчитанных Фурье коэффициентов получаем компоненты вектора Стокса проходящего через образец света:

$$\begin{aligned} M &= 2(2 + \sqrt{2}) [C_4 \cos(2\varphi + 4\theta) + S_4 \sin(2\varphi + 4\theta)], \\ C &= 2(2 + \sqrt{2}) [S_4 \cos(2\varphi + 4\theta) - C_4 \sin(2\varphi + 4\theta)], \\ S &= \frac{C_2 \sqrt{2}}{\sin(2\varphi + 2\theta)} = \frac{-S_2 \sqrt{2}}{\cos(2\varphi + 2\theta)}, \\ I &= C_0 - (3 + \sqrt{2}) [C_4 \cos(4\varphi + 4\theta) + S_4 \sin(4\varphi + 4\theta)]. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Элементы ММ образца рассчитались из системы 16 линейных уравнений с 16 неизвестными, полученной из выражения (1.27).

Далее кратко рассмотрим практическую реализацию эксперимента. Пучок "квазиестественного" света был получен при прохождении лазерного луча (лазер ЛГ-36,  $\lambda = 633$  нм) через быстро вращающуюся  $\lambda/2$  пластинку (2800 об/мин). В качестве анализатора использована медленно (0,2 об/с) вращающаяся  $\lambda/4$ -пластинка и неподвижный поляризатор. Интенсивность проходящего света регистрировалась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79 и после усиления фотокомпенсационным гальванометром Ф-116 фиксировалась на координате  $y$  двухкоординатного самописца ПДС-021М. Угол поворота и метки для фиксации угла регистрировались на координате  $x$  самописца. Полученные графики обрабатывались на ЭВМ "Днепр-21", исполь-

зую диалоговую систему "КАКТУС" [107]. Таким образом были получены нормированные на  $a_{11}$  зависимости всех 16 элементов ММ от внешнего напряжения.

### 2.2.2. Источники ошибок и пределы применимости методов измерения матриц Мюллера

Томпсон и др. [47] создали устройство для одновременного быстрого (в течение нескольких секунд) измерения всех элементов матрицы Мюллера. Поляризатор и анализатор использованной поляризационно-оптической системы состоят из поляроида и двух электрооптических модуляторов каждый. Применение одновременной модуляции и детектирования сигналов различных частот позволяет получить численные значения всех матричных элементов с точностью  $\pm 5\%$ . Точность определена измерением эталонных образцов.

Пери и др. [43] для измерения линейных комбинаций элементов ММ рассеяния света на малых частицах использовали поляризационно-оптическую систему, состоящую из поляризатора, пьезооптического модулятора, образца и анализатора. Авторами указана точность измерения матричных элементов  $\pm 0,03$ . Это установлено измерением ММ системы без образца.

Бери и др. [106] определили параметры Стокса различных источников света с точностью 0,002–0,007. Величина погрешности в этой работе определена по среднеквадратичному отклонению точек экспериментальных кривых  $I_{np}(\theta)$  от кривых, полученных после Фурье-анализа экспериментальных данных типа (2.4).

Вектор Стокса падающего и проходящего через образец света мы измеряли по методике, близкой к предложенной в [106] (см. раз-

дел 2.1). Численные величины элементов ММ были получены решением системы линейных уравнений, используя выражение (1.27). На точность измерения каждого элемента ММ влияет точность определения 20 параметров Стокса. Для выявления погрешности измеренных нами элементов была снята ММ известных оптических элементов - поляроидов с контрастностью  $10^6$  и  $\lambda/4$  -пластинок. Измерения на поляроидах показали, что отклонение от нуля матричных элементов  $a_{14}, a_{24}, a_{34}, a_{44}, a_{41}, a_{42}, a_{43}$ , которые должны быть равны нулю, не превосходит  $\pm 0,025$ . Аналогичный эксперимент с  $\lambda/4$  -пластинкой показал, что матричные элементы  $a_{12}, a_{13}, a_{14}, a_{21}, a_{31}, a_{41}$  не превосходят  $\pm 0,03$ . С учетом вышесказанного мы предполагаем, что измеренные нами элементы ММ не отличаются от истинных больше чем на  $\pm 0,03$ .

Если вклад некоторых оптических свойств образцов в элементы ММ меньше нескольких сотых, в экспериментально измеренной ММ появляются только признаки слабо выраженных свойств.

Для получения ММ с более точно определенными элементами необходимо применять специальные оптические методы, направленные на точное измерение отдельных известных оптических характеристик образца.

### 2.3. Методика измерения малых величин остаточного светопропускания

Реальные фазовые пластинки из прозрачной керамики ЦТСЛ отличаются от идеальных некоторой деполяризацией света, обусловленной неоднородностью материала и его поверхности. Для количес-

твенного проведения исследований оптических свойств ПСК-пластинок (в условиях  $E = 0$ ) нами разработана методика измерения малых величин ОСП, обусловленных деполяризацией или двупреломлением света в образце. Как известно, диагональные элементы матрицы Мюллера или им эквивалентные величины вместе со светопропусканием исчерпывающе характеризуют оптические свойства изотропного деполяризующего образца ( $a_{22} = a_{33}$ , недиагональные элементы равны нулю, см. выраж. (I.31) и разд. I.I.3).

Для измерения ОСП нами предложена ПОС, содержащая лазер ЛГ-36, поляризатор, исследуемый образец, анализатор и фотоэлектронный умножитель (рис.2.3). Анализатор снабжен микрометрической установкой, позволяющей измерять относительные углы поворота  $\varphi = \frac{\pi}{2} \pm \alpha$  с точностью до  $10^{-4}$  радиана. Сущность метода заключается в последовательном измерении относительного светопропускания ПОС в скрещенном ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) состоянии (наименьшее светопропускание  $I_{\perp}$ ) и при двух других мало отличающихся углах поворота ( $\varphi_1 = \frac{\pi}{2} \pm \alpha_1$ ;  $\varphi_2 = \frac{\pi}{2} \pm \alpha_2$ ) анализатора ( $I_1$  и  $I_2$ ). Углы выбираются таким образом, чтобы численные величины измеряемых интенсивностей  $I_{\perp}$ ,  $I_1$  и  $I_2$  были одного порядка. Уместно отметить, что при использовании традиционной методики (см. выраж. (I.38)) измеряемые величины  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$  могут отличаться друг от друга на много порядков.

Для вывода необходимых формул применяем формализм Мюллера. Вектор Стокса проходящего света получаем умножением вектора Стокса падающего вертикально-линейно-поляризованного света на матрицу Мюллера образца и анализатора:

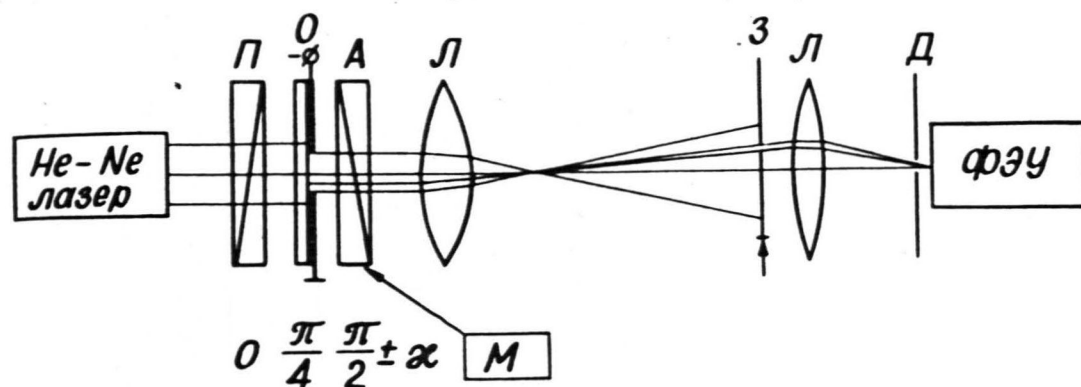


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки измерения распределения остаточного светопропускания.

He-Ne-лазер, П - поляризатор, O - образец, А - анализатор, Л - объектив, З - сканирующий зазор, Д - диафрагма, ФЭУ - фотоэлектронный умножитель, М - микрометр. Под оптическими элементами указана ориентация их быстрой осью или плоскости пропускания относительно оси Oх.

$$\begin{bmatrix} 1 & -\cos 2\alpha & \pm \sin 2\alpha & 0 \\ -\cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \pm \cos 2\alpha \sin 2\alpha & 0 \\ \pm \sin 2\alpha & \pm \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{44} \end{bmatrix} \times \quad (2.7)$$

$$\times \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - a_{22} \cos 2\alpha \\ a_{22} (\cos 2\alpha - 1) \cos 2\alpha \\ \pm a_{22} (1 \pm \cos 2\alpha) \sin 2\alpha \\ 0 \end{bmatrix}$$

Расчет светопропускания ПОС по выражению (2.7) при двух поворотах  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  анализатора дает

$$a_{22} = \frac{I_2 - I_1}{I_2 \cos 2\alpha_1 - I_1 \cos 2\alpha_2} \quad (2.8)$$

Упрощаем (2.8), подставляя  $\alpha_2 = 0$  и разложив косинус в ряд Тейлора:

$$a_{22} = \frac{\frac{I_1}{I_1} - 1}{\frac{I_1}{I_1} - 1 + 2\alpha_1^2} \quad (2.9)$$

Иногда точное определение угла скрещенного состояния поляроидов затруднительно. Поэтому, приравнявая (2.9) при величинах углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (светопропускание ПОС равно  $I_1$  и  $I_2$ , соответственно), получаем выражение для расчета  $\alpha_1$  из удобно измеряемых величин  $\alpha_2 - \alpha_1$ ,  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_L$ :

$$\alpha_1 = \frac{I_L (\alpha_2 - \alpha_1)}{I_2 - I_1} \left[ \sqrt{\left(\frac{I_1}{I_L} - 1\right) \left(\frac{I_2}{I_L} - 1\right)} + \frac{I_1}{I_L} - 1 \right] \quad (2.10)$$

Сегнетокерамические образцы состава ЦТСЛ-9-10/65/35 имели при комнатной температуре  $a_{22}$  от 0,9998 до 0,999996. Используя

формализм Мюллера, легко найти связь  $\alpha_{22}$  с более привычными характеристиками ПОС - контрастностью  $K$  и остаточным светопропусканием  $I_p$  :

$$K = \frac{I_{\perp} + I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \frac{I_0}{I_{\perp}} = \frac{2}{1 - \alpha_{22}} = \frac{1}{I_p} \quad (2.11)$$

Предложенный метод удобно применять также и для измерения контрастности поляроидов и малых величин двупреломления.

Аналогичным образом, используя четвертьволновые пластинки, можно определить  $\alpha_{44}$ , однако неоднородность используемых нами фазовых пластинок не позволила провести точных измерений. Кроме того, сегнетокерамические пластинки обычно используются в линейно-поляризованном свете [1,2,3], поэтому для практических применений элемент матрицы  $\alpha_{22}$  вместе со светопропусканием исчерпывающе характеризует оптическое качество ПСК без приложения внешнего напряжения и определяет контрастность ПОС с ПСК-пластинкой.

Для исследования распределения  $I_p$  поляризационно-оптическая система была снабжена сканирующим зазором шириной 30 мкм (рис. 2.3). Зазор управляется реверсивным двигателем РД-09 и микрометрическим винтом (время развертки 20 с). Регистрированный сигнал после усиления синхродетектором записался на однокоординатном самописце типа ЦТСЛ.

Для исследования гашения  $I_p$  светом ПОС была снабжена источником монохроматического освещения (рис.2.4). Это устройство использовалось только для измерения интегральных величин  $I_p$ .

Часть измерений двупреломления была проведена используя обычную ПОС, состоящую из поляризатора, образца в  $45^{\circ}$  - ориентации и анализатора. Изменение интенсивности проходящего света обусловлено двупреломлением  $\Delta n$  :

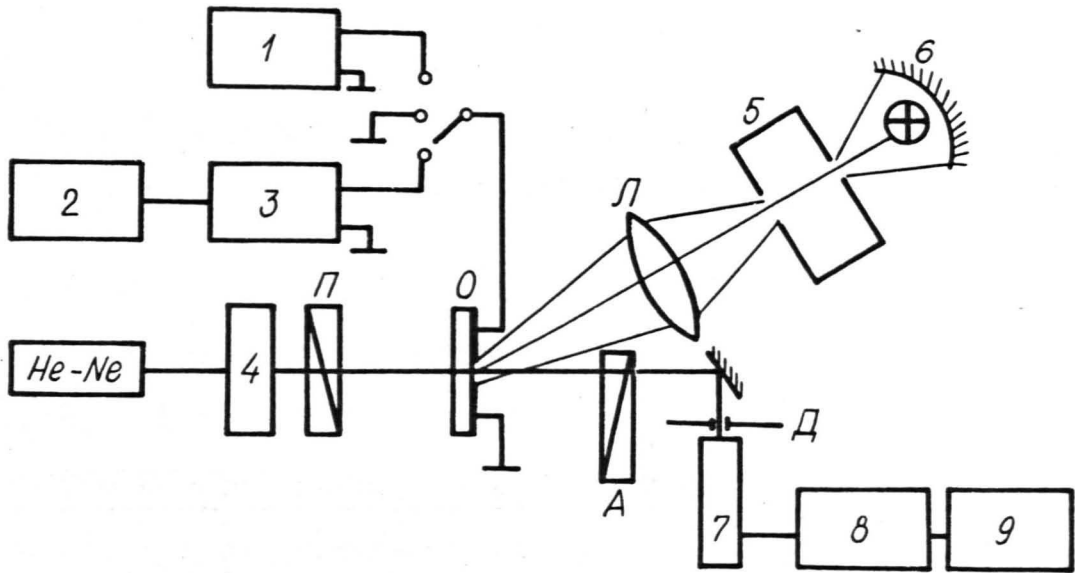


Рис.2.4. Принципиальная схема устройства для синхронного измерения тока деполяризации и остаточного светопропускания.

1 - источник постоянного напряжения УИП-1,  
 2 - самописец КСП-4, 3 - электрометрический усилитель ЭДМ-05, He-Ne - лазер ЛГ-38, 4 - прерыватель, П - поляризатор, 0 - образец, А - анализатор с микрометрической установкой, Л - кварцовая линза, 5 - монохроматор *SPM-2*, 6 - ксеновая лампа КТП-2, Д - диафрагма, 7 - фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79, 8 - синхродетектор, 9 - самописец КСП-4.

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2 \frac{\pi l \Delta n}{\lambda} \quad (2.12)$$

#### 2.4. Методика фотоэлектрических и диэлектрических исследований

Фототоки короткого замыкания, сопровождающие релаксацию ОСП при освещении измерялись устройством, схема которой изображена на рис. 2.4. В этой ПОС предусмотрена возможность воздействия мощного (до 20 мВт) монохроматического излучения на образец со стороны электродов. Источником излучения использовалась ксеноновая лампа (мощность 3 кВт). Свет лампы фокусировался на входную щель монохроматора *SPM-2* при помощи кинопроекторной аппаратуры КПП-1. Монохроматизированный пучок света при помощи кварцевой линзы фокусировался на межэлектродную площадь образца. Оптические оси обеих оптических систем были расположены под углом  $20^\circ$ .

Ток деполяризации при гашении ОСП регистрировался электрометром ЭДМ-05 и самописцем КСП. Те же приборы использовались для измерения темновой и фотопроводимости образцов ЦТСЛ. При температуре ниже  $80^\circ\text{C}$  величину измеряемого тока в основном определяют токи смещения, обусловленные пироэффектом. При случайных колебаниях температуры, вызванных термостабилизацией в образце, и при значительном сопротивлении образца они превосходят ток сквозной электропроводности.

В случае измерения темнового тока переходные процессы в сегнетокерамике ЦТСЛ в зависимости от температуры длились от деся-

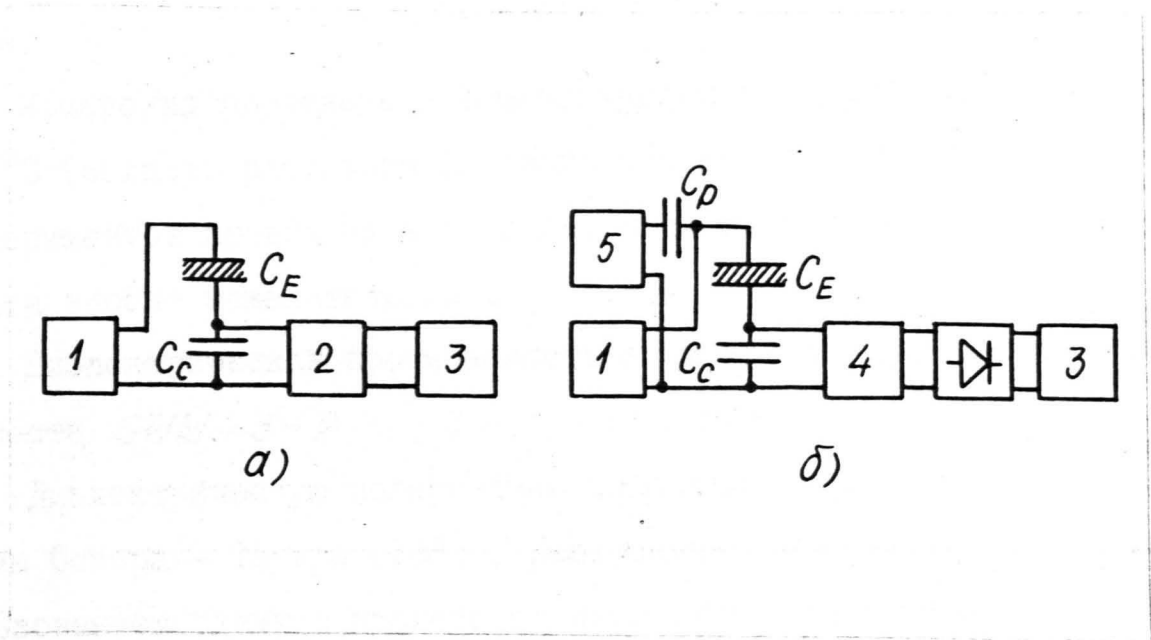


Рис. 2.5. Структурная схема измерения диэлектрической поляризации (а) и реверсивной диэлектрической проницаемости (б) в квазистатическом режиме.

I - генератор ступенчатообразных сигналов,  
 2 - электрометрический усилитель УИ-7, 3 - самописец типа КСП или ПДС, 4 - селективный усилитель Ф586,  
 5 - генератор ГЗ-34,  $C_E$  - образец,  $C_C$  - эталонный конденсатор,  $C_D$  - разделительный конденсатор.

ток минут до нескольких часов и больше. Для определения численной величины проводимости использовались стационарные величины токов.

Измерения проведены в температурном интервале от 20 до 150 °С (область размытого фазового перехода). Основная часть экспериментов проведена в воздухе, поскольку наличие окон криостата вносят нежелательный фон  $I_p$ .

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и потери  $tg\delta$  измерялись на мосте *SWM-3-2*.

Диэлектрическую поляризацию определяли при помощи обычной схемы Соiera - Тауера [108], реверсивную нелинейность - с использованием схемы с последовательно включенным конденсатором [109] (рис. 2.5).

## 2.5. Методика рентгеноструктурных исследований

Рентгеноструктурные исследования проведены с целью изучения структуры поверхности керамики ЦТСЛ.

Особенности структуры поверхности мы изучали по интегральной интенсивности и местоположению максимумов 510-431, 210, 211. Интегральную интенсивность сканирования определили в непрерывном режиме сканирования 0,5 град/мин. Измеряли также размытие нулевого обратного узла решетки, определяемое по кривой рассеяния рентгеновских лучей под малыми углами в интервале углов  $2\psi=0,3-5^\circ$  (использовали систему щелей 0,1; 0,1; 0,5 мм, которая гарантировала горизонтальную расходимость падающего пучка порядка  $0,1^\circ$ ).

### 3. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ БЕЗ УЧЕТА ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЕЙ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА

Задачи линейной оптики твердого тела можно условно разделить на две части. При решении прямых задач рассчитываются измеряемые параметры проходящего и рассеянного света, если заданы характеристики падающего света и объекта. Обратная задача сводится к расчету параметров рассеивающего объекта по измеренным характеристикам рассеянного и проходящего света. На практике решение обеих задач часто сливается – более подходящая модель оптически сложного объекта подбирается постепенными приближениями.

Основной целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование как основных (двупреломление), так и сопутствующих (дихроизм, деполяризация) ЭО-эффектов в мелкозернистой ПСК типа ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе.

Как известно, основным ЭО-эффектом в ЦТСЛ квазисегнетоэлектрической фазы является двупреломление [5,16,17]. Однако, опыты по применению ЦТСЛ в световых затворах и управляемых транспарантах показали [3,20,22], что фазовую пластинку, изготовленную из ЦТСЛ, нельзя считать идеальной, т.е. такой, оптические свойства которой исчерпывающе описываются выражениями (I.23, I.30) с фазовым набегом  $\delta$  меняющегося от управляющего напряжения  $U$ . Остальные ЭО-эффекты, кроме электроуправляемого двупреломления, в мелкозернистой ЦТСЛ квазисегнетоэлектрической фазы исследованы частично, поэтому заранее неизвестен полный набор оптических и электрооптических свойств, обуславливающих различие идеальных и

реальных фазовых пластинок из ЦТСЛ.

Таким образом для экспериментального и теоретического исследования основных и сопутствующих ЭО-эффектов в ЦТСЛ нами выбран следующий план.

1. С целью определения главных факторов, отличающих электроуправляемую фазовую ЦТСЛ пластинку от идеальной фазовой пластинки, измерить все элементы ММ в зависимости от внешнего электрического поля (раздел 3.1);

2. С целью более точного изучения главных факторов провести ряд специально поставленных экспериментов, которые по сравнению с рассмотренными в пункте 1 имеют повышенную точность, и результаты сопоставить с теоретическими расчетами (разделы 3.2; 3.3; 3.4);

3. На основе принятых и экспериментально проверенных теоретических соображений провести расчет всех элементов ММ и результаты сопоставить с данными пунктов 1 и 2.

Для описания электрооптических свойств ПСК-пластинок используется формализм Мюллера. Такой подход, с одной стороны, позволяет описать оптические и ЭО свойства образцов. С другой стороны, это дает возможность основное внимание обратить на те свойства ПСК, которые оказывают наиболее существенное влияние на светопропускание поляризационно-оптической системы, содержащей пластинку из ПСК (основная система применения ПСК) и таким образом разработать рекомендации по применению ПСК.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования ЭО свойств ЦТСЛ-Х/65/35, где  $X = 7; 8; 9; 10$ . Образцы находились в условиях, когда внешнее электрическое поле направлено нормально или почти нормально к направлению распространения света (попе-

речное электрическое поле). Основное внимание было уделено составам ЦТСЛ-8/65/35, ЦТСЛ-9/65/35 и ЦТСЛ-10/65/35, которые имеют качественно близкие свойства и при температурах близких к комнатной находятся в квазисегнетоэлектрической фазе [10]. Такой набор обусловлен, с одной стороны, перспективностью применения данных составов и, следовательно, наиболее отработанной технологией получения высококачественных материалов. С другой стороны, ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе не обладает остаточным двупреломлением, обусловленными доменными переориентациями (см. главу 4), поэтому для данных материалов слабо выражены гистерезисные явления.

Другие составы использованы для экспериментального установления предвиденных из соображений симметрии электрооптических эффектов (ЭО-дихроизм в ЦТСЛ-7/65/35).

### 3.1. Экспериментальное определение матрицы Мюллера

В настоящем разделе рассматриваются результаты прямого экспериментального определения матрицы Мюллера для ЦТСЛ в поперечном электрическом поле. Элементы ММ определены по методике, описанной в разделе 2.2.1, и представлены на рис. 3.1. В эксперименте оптическая ось исследуемого образца ориентирована под углом  $\pi/4$  к оси  $Ox$ , которая направлена вертикально.

Измерения проведены по точкам при каждой величине управляющего напряжения  $U$  после того, как в течение  $\sim 10$  минут установились медленные процессы поляризации.

Полученная ММ имеет отличные от нуля элементы  $a_{11}, a_{13}, a_{31}, a_{22}, a_{24}, a_{42}, a_{33}, a_{44}$ . Исследования образцов других сос-

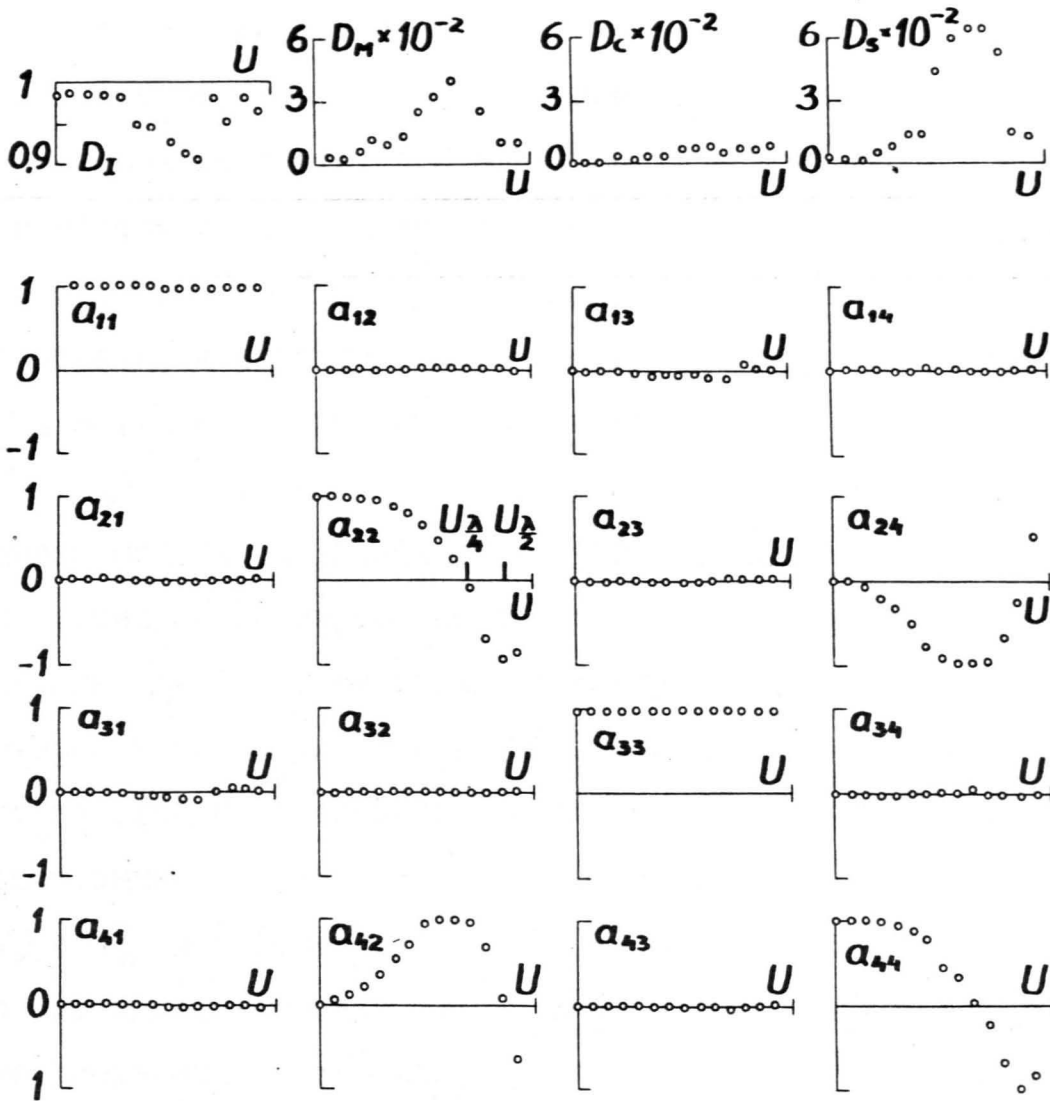


Рис. 3.1. Зависимость элементов матрицы Мюллера и степени деполяризации света  $D_I$ ,  $D_M$ ,  $D_C$ ,  $D_S$  от управляющего напряжения  $U$  для пластинки ЦТСЛ-10/65/35 толщиной 300 мкм и шириной зазора между электродами 500 мкм. Максимальное значение  $U = 500$  В;  $T = 20$  °С.

тавов показали, что величина управляющего напряжения  $U$ , при котором выполняется равенство  $a_{ij}(U) = 0$  ( $U > 0$ ), увеличивается с ростом концентрации  $\angle a$  ( $i, j$  - индексы матричных элементов). Это обусловлено увеличением полуволнового напряжения из-за уменьшения квадратичного электрооптического коэффициента по полю с ростом концентрации  $\angle a$  [5, 110]. Вид зависимостей  $a_{13}(U)$  и  $a_{31}(U)$  в то же время меняется по форме, величине и знаку от образца к образцу одного и того же состава и толщины, однако  $a_{13} \approx a_{31} \approx 0$  при управляющем напряжении соответствующим  $a_{42}(U) = 0$ . Наблюдается тенденция уменьшения максимальной величины модуля матричных элементов  $a_{13}$ ,  $a_{31}$  с ростом апертуры тестирующего светового пучка.

Величина  $D_I$ , рассчитанная по формуле (I.33), имеет минимумы, которые коррелируют с  $a_{31}(U)$ . Отличие  $D_I$  от единицы указывает на слабую поляризацию естественного света ЦТСЛ-пластиной. Рассчитанные из эксперимента зависимости деполяризации света  $D_M(U)$  и  $D_S(U)$  (см. выраж. (I.34, I.36)) имеют максимумы, примерно совпадающие с максимумами  $a_{42}(U)$  и минимумами  $a_{24}(U)$ . Как видно, образец при  $U = U_{\lambda/4}$  усилено деполяризует вертикально- и циркулярно-поляризованный свет.

Таким образом ЦТСЛ-10/65/35 во внешнем электрическом поле характеризуется не только двупреломлением ( $a_{12}$ ,  $a_{24}$ ,  $a_{42}$ ,  $a_{44}$ ) как идеальная фазовая пластинка (см. выраж. (I.30)), но и анизотропией светопропускания ( $a_{13}$ ,  $a_{31}$ ), приводящей к поляризации пучка естественного света после прохождения образца ( $D_I < 1$ ). Одновременно ЦТСЛ-пластинка деполяризует падающий поляризованный свет ( $D_M > 0$ ,  $D_C > 0$ ,  $D_S > 0$ ). Некоторая корреляция  $D_M(U)$ ,  $D_S(U)$  и  $a_{42}(U)$ ,  $a_{24}(U)$  указывает, что максимумы на зависимостях

$D_M(U)$  и  $D_S(U)$  обусловлены интерференцией поляризованного света. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделах 3.3 и 3.5.

### 3.2. Влияние интерференционных явлений света на электрооптический эффект в слабых электрических полях (изотропный случай, наклонное падение света)

В предыдущем разделе на основе результатов изучения матрицы Мюллера для ЦТСЛ-10/65/35 предполагалось, что ряд особенностей ММ обусловлены интерференцией поляризованного света.

В настоящем разделе рассматриваются экспериментальные и теоретические (с учетом интерференции) исследования светопропускания ПОС с наклонной ЦТСЛ-пластинкой под углом  $i < 0,2$  (рис.3.2) без внешнего электрического поля и в слабых полях ( $E < 1,5$  кВ·см<sup>-1</sup>) [III, II2]. Использовались почти плоскопараллельные образцы ЦТСЛ-9/65/35 толщиной  $\sim 250$  мкм (угол при вершине клина  $< 10^{-5}$ ). Измерения проводились в ПОС, снабженной гониометрической приставкой для изменения угла падения света  $i$  (рис.3.2). Численную величину относительного светопропускания  $I_p$  определяли по методике, описанной в разделе 2.3. Источником света применяли He-Ne лазер.

Далее остановимся на результатах измерения температурной зависимости  $I_p$  наклонной пластинки ЦТСЛ-9/65/35, приведенных на рис.3.3. С повышением температуры наблюдается осцилляции относительного светопропускания и уменьшение среднего значения  $I_p$ . Во внешнем электрическом поле при определенных значениях угла падения (0,095; 0,126; 0,145 рад) наблюдаются минимумы на зави-

симостях  $I_p(E)$  (рис. 3.4). Обнаружено также, что зависимость  $I_p(i)$  при  $E=0$  является осциллирующей (рис. 3.5). Насколько нам известно, о характеристиках такого типа в литературе до сих пор не сообщалось.

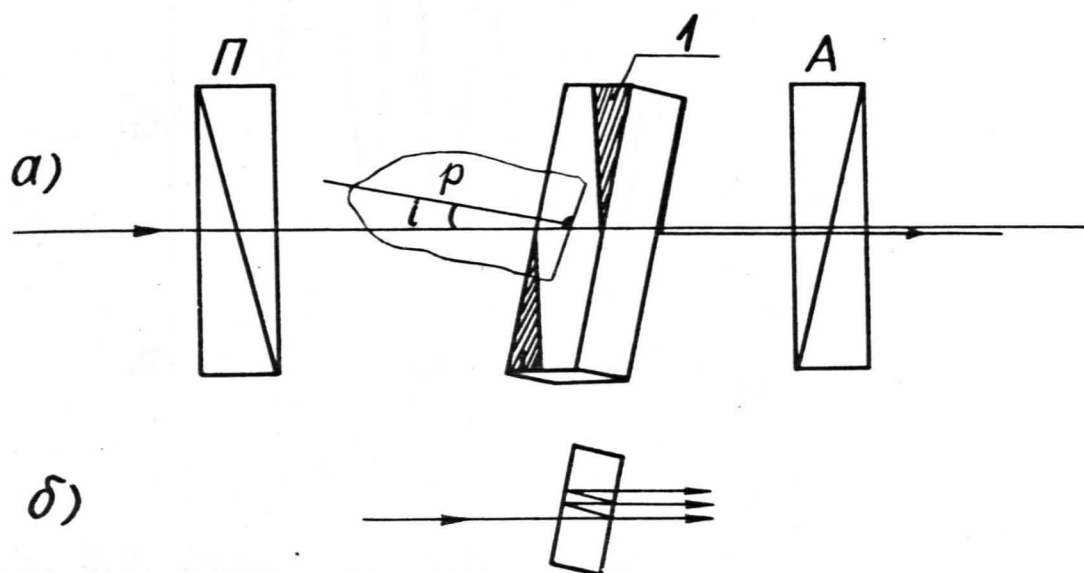


Рис. 3.2. Поляризационно-оптическая система с наклонной пластинкой (а) и интерференция света в пластинке (б).

$i$  - угол падения,  $\rho$  - плоскость падения, 1 - электроды, П - поляризатор, А - анализатор.

Нам представляется, что основной причиной наблюдаемых явлений являются процессы интерференции света. Рассмотрим это предположение более подробно. От границей ПСК-пластинки появляются многократно отраженные световые пучки, которые интерферируют

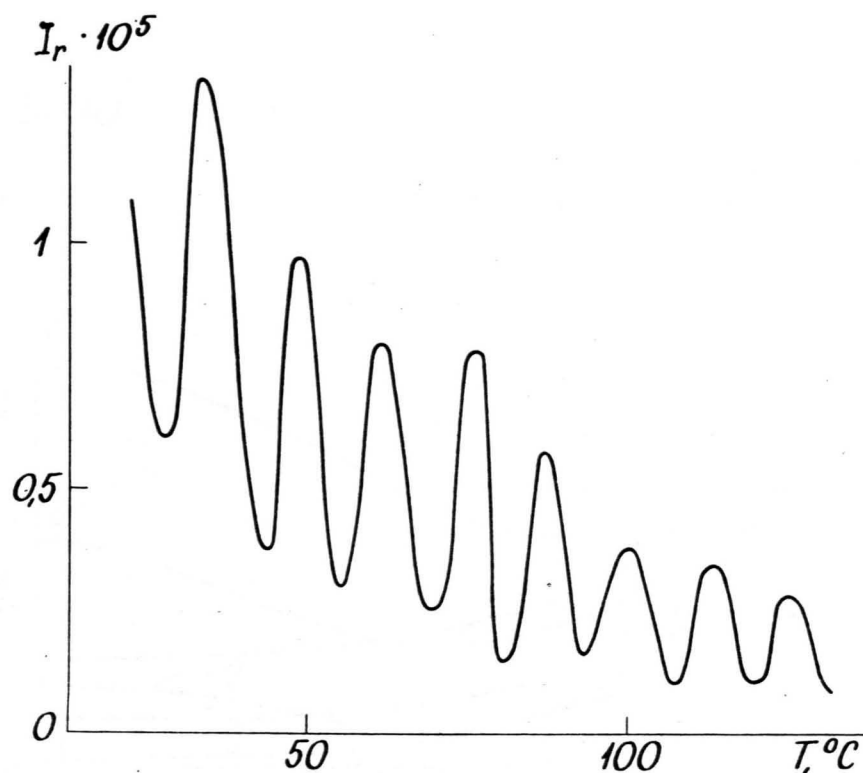


Рис. 3.3. Зависимость остаточного светопропускания  $I_r$  от температуры для наклонной ЦТСЛ-9/65/35 пластинки толщиной 250 мкм.

между собой. Так как коэффициент преломления  $n$  для исследуемых материалов составляет 2,5, то отражается примерно 20% падающего света, поэтому процессы интерференции в ПСК выражены сильно. Интерференционная картина при  $i \neq 0$  хорошо наблюдается визуально.

Для теоретического описания наблюдаемых эффектов интерференции света использовался матричный метод Джонса [25] который был впервые применен Коллетом [35] (см. раздел I.1.2) при рассмотрении интерференции в плоскопараллельной изотропной пластинке. Сегнетокерамическая пластинка в данном случае рассмат-

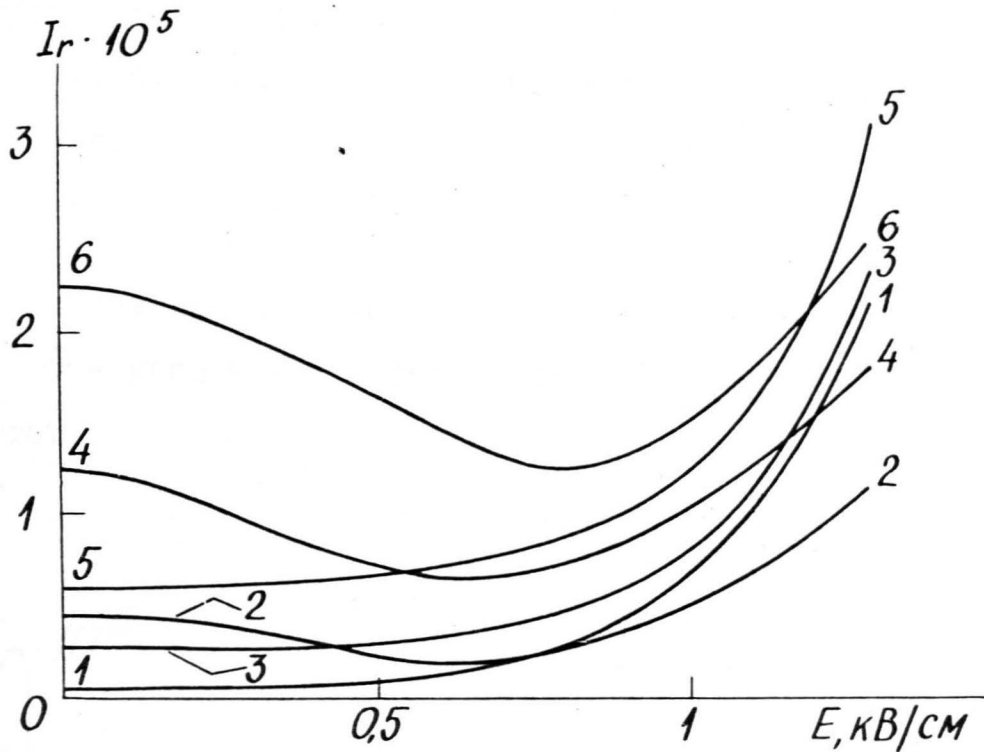


Рис. 3.4. Зависимость остаточного светопропускания  $I_r$  от электрического поля  $E$  при различных углах падения света в радианах для ЦТСЛ-9/65/35.  
 1 - 0 рад; 2 - 0,095; 3 - 0,105; 4 - 0,125; 5 - 0,130;  
 6 - 0,145.  $\theta = \frac{\pi}{4}$ .

ривается как изотропный диэлектрик и в качестве матрицы Джонса образца используется матрица, рассчитанная в [35]. Входящие и выходящие из керамики лучи связаны матричным уравнением

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \frac{\tau_{\perp}}{1 - \xi_{\perp} \exp(j\delta)} & 0 \\ 0 & \frac{\tau_{\parallel}}{1 - \xi_{\parallel} \exp(j\delta)} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} E_0, \quad (3.1)$$

где  $T_{\perp}$  и  $T_{\parallel}$  - ортогональные компоненты вектора электрического поля проходящего луча,  $E_0$  - модуль вектора электрического поля падающего луча. Выражения для  $\tau_{\perp}$ ,  $\tau_{\parallel}$ ,  $\xi_{\perp}$  и  $\xi_{\parallel}$  приведены в выражениях (1.26). Разность хода интерферирующих лучей  $\delta$  определяется

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nl \cos r, \quad (3.2)$$

где  $\lambda$  - длина волны света,  $l$  - толщина образца,  $r$  - угол преломления,  $\theta$  - угол между плоскостями падения и поляризации падающего света.

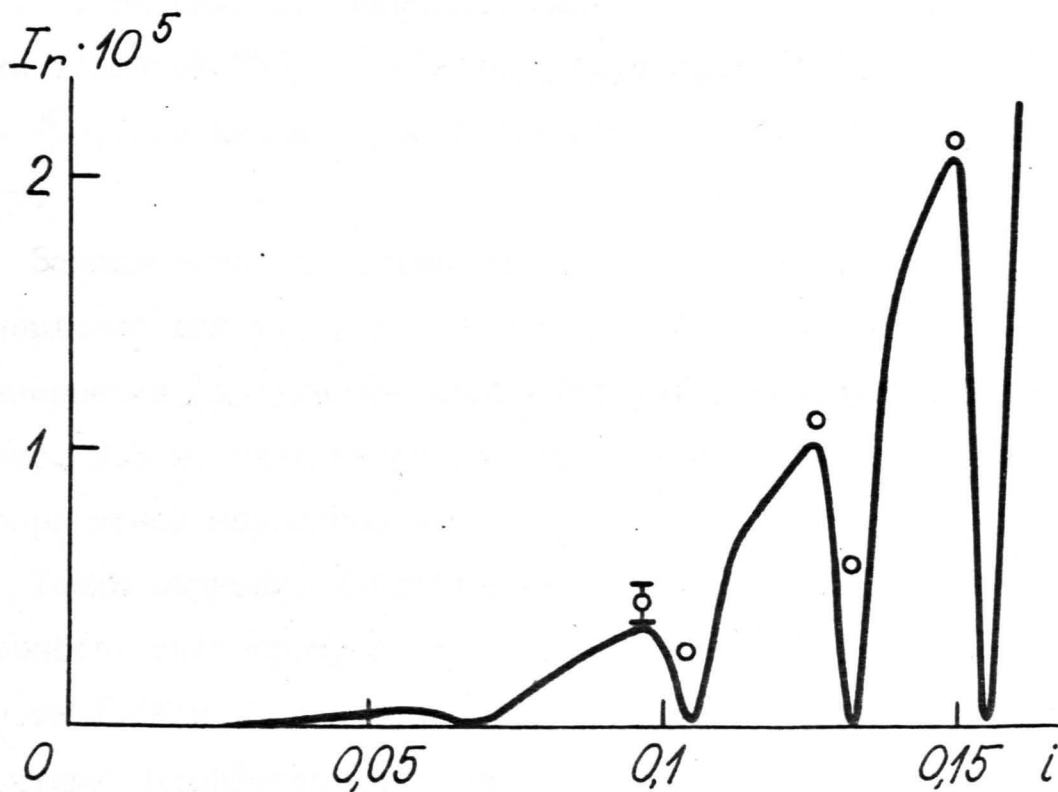


Рис.3.5. Зависимость остаточного светопропускания  $I_r$  от угла падения света  $i$  при  $\theta = \frac{\pi}{4}$ . Непрерывная линия - теоретическая, точки - эксперимент,  $E=0$ . Образец ЦТСЛ-9/65/35.

После несложных преобразований, учитывая, что  $I = |T_{\perp}|^2 + |T_{\parallel}|^2$  из (3.1) получаем выражение для остаточного светопропускания:

$$I_r = \frac{\sin^2 2\theta}{4} \left\{ \left[ \frac{\tau_{\perp}(1 - \xi_{\perp} \cos \delta)}{1 - 2\xi_{\perp} \cos \delta + \xi_{\perp}^2} - \frac{\tau_{\parallel}(1 - \xi_{\parallel} \cos \delta)}{1 - 2\xi_{\parallel} \cos \delta + \xi_{\parallel}^2} \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[ \frac{\tau_{\perp} \xi_{\perp} \sin \delta}{1 - 2\xi_{\perp} \cos \delta + \xi_{\perp}^2} - \frac{\tau_{\parallel} \xi_{\parallel} \sin \delta}{1 - 2\xi_{\parallel} \cos \delta + \xi_{\parallel}^2} \right]^2 \right\}. \quad (3.3)$$

Из выражения (3.3) следует, что  $I_r = 0$  при  $\theta = \frac{\pi m}{2}$ ;  $m = 0; \pm 1 \dots$ . Наибольшее светопропускание исследуемой системы из-за эффектов интерференции света наблюдается при  $\theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi m}{2}$ . Если  $\theta \neq \frac{\pi m}{2}$ , то  $I_r$  имеет существенную зависимость от угла падения  $i$ . На рис. 3.5 показана зависимость  $I_r(i)$  для ПСК-пластинки толщиной 250 мкм и показателем преломления  $n = 2,5$  при  $\theta = \frac{\pi}{4}$ , огибающая которой качественно соответствует эксперименту.

Зависимость остаточного светопропускания от показателя преломления для такой же пластинки приводится на рис. 3.6. Период изменения  $I_r(n)$  хорошо соответствует экспериментальным данным на рис. 3.3 и, следовательно, сам эффект является следствием температурной зависимости  $n(T)$  [113].

Таким образом, наблюдаемые в когерентном свете аномалии остаточного светопропускания в ЦТСЛ-9/65/35 (осциллирующие зависимости  $I_r(T)$  и  $I_r(i)$  - рис. 3.3, 3.5 действительно объясняются эффектами интерференции света. Некоторое несоответствие между теорией и экспериментом (см. рис. 3.3. и рис. 3.6, а также рис. 3.5) очевидно, обусловлено тем, что сегнетокерамику ЦТСЛ-9/65/35 при  $E = 0$  нельзя представить как изотропный диэлектрик (см. раздел I.2).

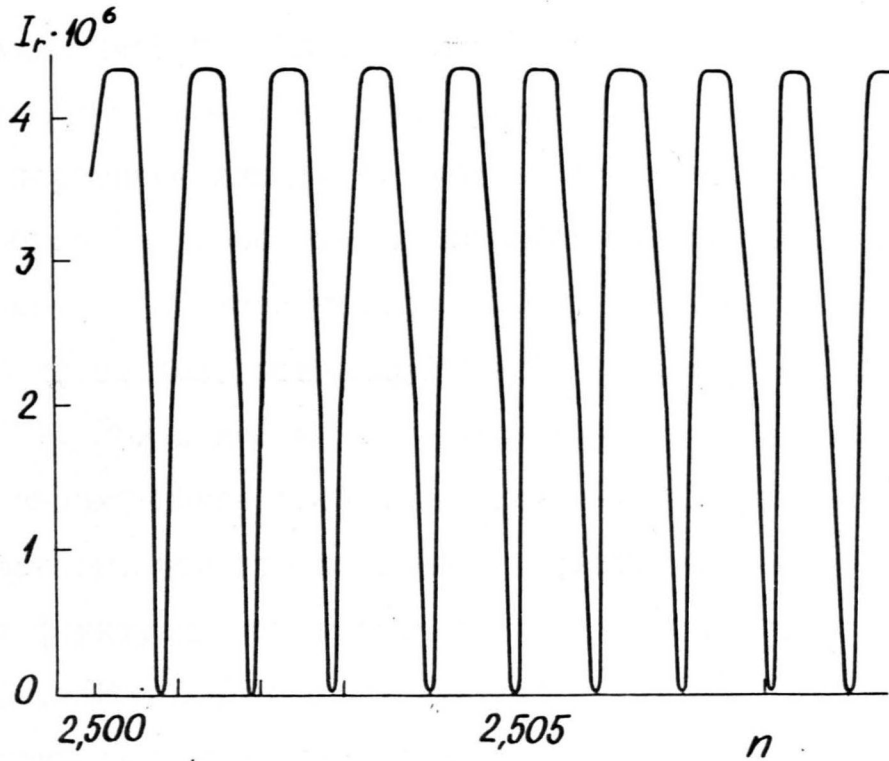


Рис. 3.6 Теоретическая зависимость остаточного светопропускания

$I_r$  от показателя преломления  $n$  при  $i = 0,12$  и

$$\theta = \frac{\pi}{4}.$$

Появление минимумов на кривых  $I_p(E)$  (рис.3.5) можно объяснить одновременным влиянием процессов интерференции света, а также наличием эффекта двупреломления. Если при наклоне сегнето-керамической пластинки угол между падающим лучом и направлением внешнего электрического поля равен  $\pi/2$  то фазовые сдвиги, вызванные интерференцией и внешним электрическим полем, вычитаются и зависимость  $I_p(E)$  имеет минимум (рис.3.4). Если наклон осуществляется в перпендикулярной плоскости, то фазовые сдвиги суммируются и образец приобретает дополнительный фон  $I_p(E)$ .

Величина  $I_p$  в минимумах (рис.3.4) только при температурах  $T > 100$  °С достигает уровня пропускания скрещенных поляроидов ( $I_p \approx 10^{-6}$ ). При более низких температурах экспериментально наблюдается значительное увеличение фона деполаризационного света. Мы предполагаем, что это связано с дефектами, критическими флуктуациями и флуктуациями состава в области размытого фазового перехода [114, 125]. При углах падения  $i < 0,05$  рад интерференция света практически не влияет на электрооптические свойства плоско-параллельной ЦТСЛ-пластинкой (рис. 3.4; 3.5).

Из расчетов и результатов экспериментальных исследований следует, что для точного определения электрооптических коэффициентов и получения максимальных значений коэффициента контрастности ( $I_p^{-1}$ ) необходимо использовать плоскопараллельные образцы и направлять световой пучок перпендикулярно плоскости образца.

Далее рассмотрим влияние интерференционных явлений и других факторов на ЭО-свойства ЦТСЛ-пластинок в более сильных электрических полях, обуславливающих фазовый сдвиг  $\delta$  до  $2\pi$  и больше в условиях нормального падения измерительного луча.

### 3.3. Исследование деполяризации света в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ (анизотропный случай, нормальное падение)

Сначала рассмотрим главные факторы, вызывающие искажение фазовой модуляции света при прохождении электроуправляемых фазовых пластинок ЦТСЛ-10/65/35 по сравнению с идеальной фазовой пластинкой. Эксперимент мы ставили таким образом, чтобы величина, характеризующая отличие модуляции света в измеряемых и в идеальных фазовых пластинках регистрировалась непосредственно, а не на фоне других оптических свойств, как было указано в разделе 3.1. Таким образом появляется возможность существенно повысить точность измерения по сравнению с методикой, описанной в разделе 3.1.

#### 3.3.1. Особенности методики и измеряемые величины

В проведенном нами эксперименте фазовый сдвиг в ЦТСЛ-10/65/35 компенсировался доступным аналогом идеальной фазовой пластинки - компенсатором Бабине-Солейла [II5, II6, II7] .

Для исследования степени компенсации фазового сдвига почти плоскопараллельная (угол при вершине клина  $\sim 10^{-4}$ ) ЦТСЛ-10/65/35 пластинка помещалась в поляризационно-оптическую систему, состоящую из *He-Ne* лазера ЛГ-36, поляризатора, компенсатора Бабине-Солейла, образца, диафрагм, линзы, анализатора и фотоприемника (рис. 3.7). Поляризатор и анализатор тщательно устанавливались так, чтобы их оптические оси образовали угол  $45^{\circ}$  с направлением электрического поля в образце. Интенсивность падающего луча контролировалась при помощи светоделительной пластины и фотоприемника  $\Phi_1$ .

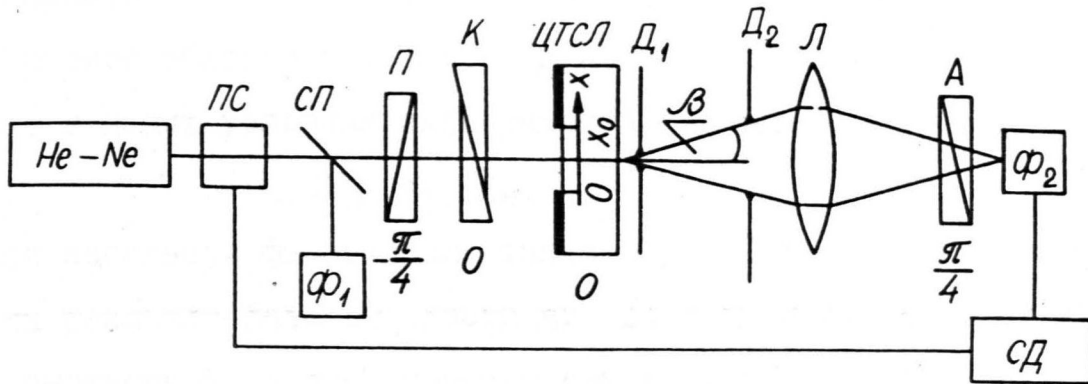


Рис.3.7. Схема экспериментальной установки для измерения степени деполяризации света  $D_M$ .

*He-Ne* - лазер, ПС - прерыватель света, П - поляризатор, СП - светоделительная пластинка, К - компенсатор Бабиня - Солейла, ЦТСЛ - исследуемый образец,  $D_1$ ,  $D_2$  - диафрагмы ( $D_1$  устанавливается непосредственно за образцом), Л - линза, А - анализатор,  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  - фотоприемники, СД - синхродетектор.

Степень компенсации фазового сдвига определяется параметром

$$\alpha_{\Pi} = \frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \alpha_{\Pi}(\mathcal{U}, \beta, D_1, x) \quad (3.4)$$

где  $I_{\min}$  и  $I_{\max}$  интенсивности проходящего через ПОС света при полной компенсации и полной декомпенсации, соответственно;  $\mathcal{U}$  — напряжение на электродах,  $\beta$  — угловая апертура,  $D_1$  — ширина измеряемой области межэлектродного пространства. Можно показать, что в наших условиях эксперимента при  $\alpha_{\Pi} \ll 1$

$$\alpha_{\Pi} \approx D_M \quad (3.5)$$

Для идеальной фазовой пластинки  $D_M = 0$  для любого значения  $\delta$ . Для реальной фазовой пластинки  $D_M \neq 0$ , и это обусловлено пространственной неоднородностью измеряемого объекта (см. раздел I.I.3). Неоднородность, вносимая измерительной установкой (определяется в отсутствие образца) в величину  $D_M$ , не превышает  $10^{-4}$ . Кроме того, экспериментально определяются

$$I_p = I_p(\mathcal{U}) \quad (3.6)$$

и

$$\delta = \delta(x) \quad (3.7)$$

где  $I_p$  — светопропускание ПОС в отсутствие компенсатора.

Для получения зависимости  $\delta(x)$  использовалась линза с малым фокусным расстоянием. При помощи данной линзы увеличенное изображение межэлектродной площади образца проецировали на экран и сканировали зондом. Распределение  $\delta(x)$  измеряли компенсационным методом с разрешением по  $x$  не хуже 30 мкм.

Пространственная неоднородность ЦТСЛ, оказывающая основное влияние на деполяризацию  $D_M$ , состоит из неоднородности, обусловленной поликристаллической структурой материала, и неоднородности, обусловленной изменением толщины пластинки. Покажем, что

интерференционные явления света при нормальном падении на непараллельной пластине приводят к существенному увеличению  $D_M$  и к наблюдаемой в эксперименте осциллирующей зависимости  $D_M(\delta)$ .

### 3.3.2. Результаты и их обсуждение

Зависимость степени деполаризации света  $D_M$  от приложенного напряжения  $U$ , показана на рис. 3.8 (кривая 3). Величина  $D_M$  несколько увеличивается с ростом  $\beta$  от 0 до  $2^\circ$ , далее оставаясь практически постоянной. Для однозначности приводятся результаты при  $\beta = 10^\circ$ . Зависимость  $D_M(U)$  характеризуется периодом с максимумами при  $\delta = (2m+1) \frac{\pi}{2}$ , где  $m = 0, 1, 2 \dots$ , что подтверждается зависимостью  $I_p(U)$  (рис. 3.8, кривые 1 и 3). Минимальные значения  $D_M$  увеличиваются по мере возрастания напряжения (рис. 3.8, кривые 2, 3).

Для оценки вклада интерференции приведем приблизительный расчет на основе формализма Джонса. В отличие от расчета, приведенного в разделе 3.2, в данном случае предполагается нормальное падение луча на ЦТСЛ-пластинку. Различие  $\tau_\perp \neq \tau_\parallel$  и  $\xi_\perp \neq \xi_\parallel$  обусловлено не углом падения, как в разделе 3.2, а анизотропией среды ( $n_\perp \neq n_\parallel$ ). Матрицу Джонса исследуемой ЦТСЛ-пластинки, как и в разделе 3.2, выбрали в форме, близкой к предложенной Коллетом [35]:

$$\begin{bmatrix} \frac{\tau_\perp}{1 - \xi_\perp \exp(2j\delta_\perp)} & 0 \\ 0 & \frac{\tau_\parallel}{1 - \xi_\parallel \exp(2j\delta_\parallel)} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

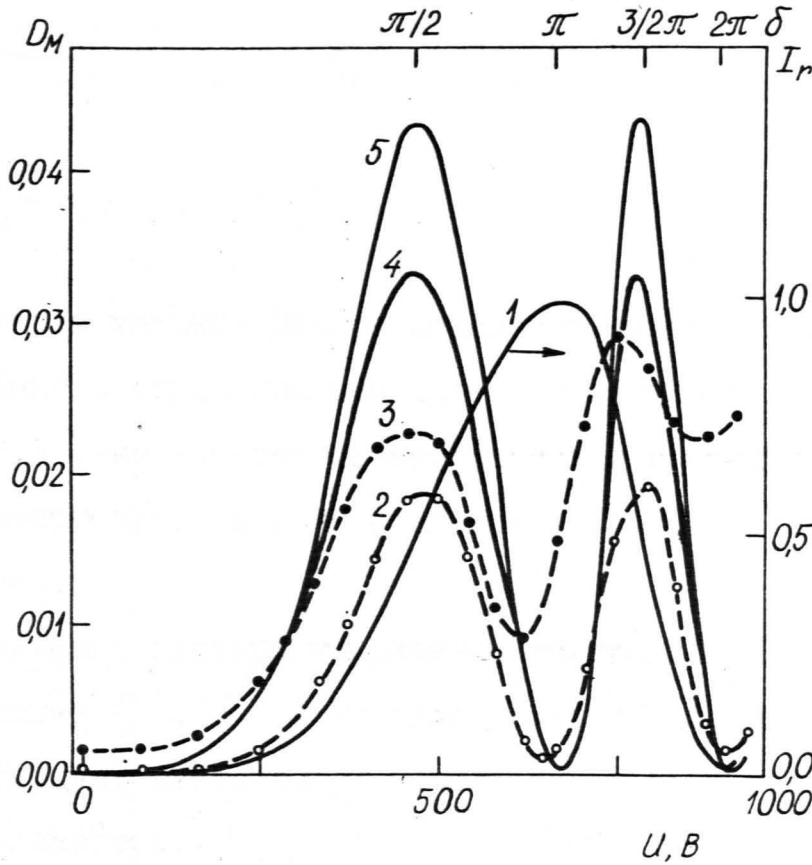


Рис. 3.8. Зависимость степени деполаризации света  $D_M$  и остаточного светопропускания  $I_r$  от приложенного напряжения  $U$  при различных диаметрах диафрагмы  $D_T$  для ЦТСЛ-10/65/35.

1 - зависимость  $I_r(U)$ , 2 -  $D_M(U)$  при диаметре 50 мкм, 3 -  $D_M(U)$  для всего образца, 4 - теоретическая зависимость  $D_M(U)$  по выражению (3.12), 5 - усредненная по толщине образца теоретическая зависимость  $D_M(U)$  по выражению (3.10).

где

$$\tau_{\perp} = \frac{4n_{\perp}}{(n_{\perp} + 1)^2}, \quad \tau_{\parallel} = \frac{4n_{\parallel}}{(n_{\parallel} + 1)^2}$$

$$\xi_{\perp} = \left(\frac{n_{\perp} - 1}{n_{\perp} + 1}\right)^2, \quad \xi_{\parallel} = \left(\frac{n_{\parallel} - 1}{n_{\parallel} + 1}\right)^2$$

$$\delta_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\perp} l, \quad \delta_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\parallel} l, \quad \delta = \delta_{\perp} - \delta_{\parallel}$$

Выше приведенная матрица Джонса описывает только те лучи, которые после внутреннего отражения проходят через образец. Неотраженный проходящий луч, интенсивность которого в проделанном нами эксперименте компенсируется полностью при любом  $\delta$ , в матрице (3.8) не учтен.

Для получения вектора напряженности проходящей световой волны (составляющие  $T_{\perp}$ ,  $T_{\parallel}$ ) умножаем вектор напряженности падающей волны (модуль вектора  $E_0$ ) на матрицы Джонса образца, компенсатора и анализатора:

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \exp(-j\delta_0) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \frac{\tau_{\perp}}{1 - \xi_{\perp} \exp(2j\delta_{\perp})} & 0 \\ 0 & \frac{\tau_{\parallel}}{1 - \xi_{\parallel} \exp(2j\delta_{\parallel})} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} E_0 \quad (3.9)$$

После умножения получаем интенсивность проходящего света

$$\begin{aligned} I &= |T_{\perp}|^2 + |T_{\parallel}|^2 = \\ &= \frac{1}{8} \left\{ \frac{\tau_{\parallel} (1 - \xi_{\parallel} \cos 2\delta_{\parallel})}{1 - 2\xi_{\parallel} \cos 2\delta_{\parallel} + \xi_{\parallel}^2} - \frac{\tau_{\perp} [\cos \delta_0 - \xi_{\perp} \cos (2\delta_{\perp} + \delta_0)]}{1 - 2\xi_{\perp} \cos 2\delta_{\perp} + \xi_{\perp}^2} \right\}^2 + \\ &+ \frac{1}{8} \left\{ \frac{\tau_{\parallel} \xi_{\parallel} \sin 2\delta_{\parallel}}{1 - 2\xi_{\parallel} \cos 2\delta_{\parallel} + \xi_{\parallel}^2} - \frac{\tau_{\perp} [-\sin \delta_0 + \xi_{\perp} \sin (2\delta_{\perp} + \delta_0)]}{1 - 2\xi_{\perp} \cos 2\delta_{\perp} + \xi_{\perp}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Зависимость  $\alpha_n$  от фазового набега  $\delta$  ( $l$  и  $n_{II}$  постоянны) и от толщины пластинки  $l$  ( $n_{II}$  и  $\delta$  постоянны) получаем, минимизируя на электронно-вычислительной машине "Днепр-2I"  $I(\delta)$  при разных фиксированных наборах величин  $l$ ,  $n_I$  и  $n_{II}$ . На рис. 3.9 показана рассчитанная двухмерная зависимость  $\alpha_n(\delta, l)$ . Усредненная по толщине (в пределах одного периода изменения  $\alpha_n$ ) зависимость  $D_M(\delta)$  изображена на рис. 3.8, кривая 5. Как показывают результаты расчетов, величина  $\alpha_n(\delta, l)$  определяется и фазовым набегом, и толщиной образца, однако усредненная по толщине величина  $D_M(\delta)$  имеет периодическую зависимость от фазового набегу и соответствует эксперименту (рис. 3.8, кривая 3).

Меньшие численные значения экспериментально полученной величины  $D_M$  по сравнению с теоретическими (см. рис. 3.8) можно объяснить существенным снижением показателя преломления у поверхности прозрачной сегнетокерамики. В работе Течера [II8] предполагается, что на поверхности ЦТСЛ существует слой толщиной  $\sim 100$  нм, характеризующийся показателем преломления  $n = 2,0$ . Фенстермейкер и Маккракин [II9] показали, что кажущиеся уменьшение показателя преломления можно также объяснить шероховатостью (0-500 Å) поверхности.

Покажем, что уменьшение  $n$  приводит к снижению величины  $D_M$ . Чтобы получить зависимость  $D_M(\delta)$  в простом аналитическом виде, воспользуемся вместо выражения (3.8) приближенной матрицей Джонса ЦТСЛ-пластинки:

$$\begin{bmatrix} \tau_c [1 + \xi_c \exp(2j\delta_I)] & 0 \\ 0 & \tau_c [1 + \xi_c \exp(2j\delta_{II})] \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

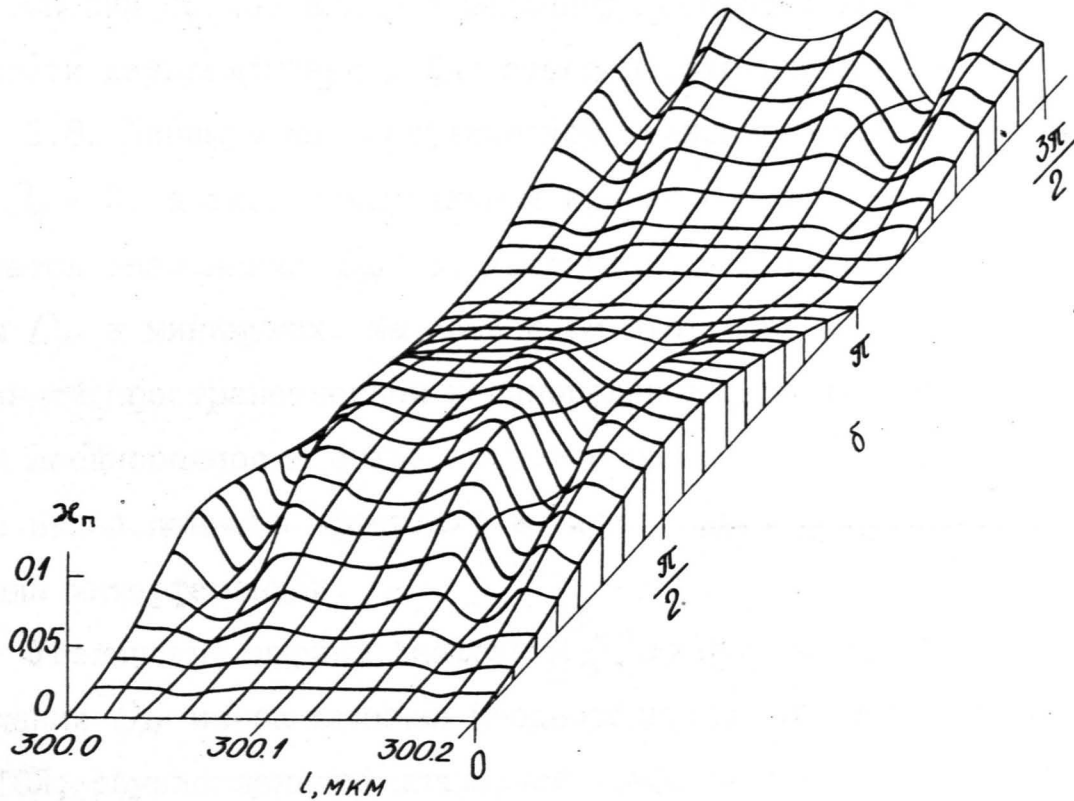


Рис. 3.9. Рассчитанная зависимость  $\alpha_n$  от толщины  $l$  и фазового набега  $\delta$  для образца с  $n = 2,5$ .

Здесь предполагается  $\tau_{\perp} = \tau_{\parallel} = \tau_c$ ,  $\xi_{\perp} = \xi_{\parallel} = \xi_c$  и в разложении матричных элементов (3.8) учитываются только две первые члены. Далее, используя матричное уравнение, аналогичное (3.9) получаем аналитическую зависимость

$$D_M(\delta) = \xi_c^2 \sin^2 \delta, \quad (3.12)$$

которая хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 3.8, кривые 2, 3, 4). Согласно формуле (3.12), амплитуда измене-

ния  $D_M(U)$  уменьшается вдвое при замене численной величины  $n = 2,5$  на  $n = 2,1$ .

Оценим сейчас вклад в величину  $D_M$  пространственной неоднородности двупреломления. Для этого рассмотрим кривые 2 и 5 на рис. 3.8. Минимум на теоретической зависимости  $D_M(U)$  соответствует  $D_M = 0$ , а экспериментальная кривая 2 в то же время характеризуется значениями  $D_M > 0$ . Увеличение  $U$  приводит к росту величины  $D_M$  в минимумах. Мы объясняем этот рост увеличением индуцированной пространственной неоднородности двупреломления (механизм этой неоднородности более подробно рассмотрим в разделе 3.5). Однако вклад данного эффекта в величину  $D_M$  существенно меньше вклада интерференции.

Увеличение ширины диафрагмы  $D_1$  влечет за собой возрастание значения  $D_M$  из-за влияния неоднородности электрического поля в ЦТСЛ, обусловленного планарной конфигурацией электродов [63]. На рис. 3.8 (см. кривую 3) показана зависимость  $D_M(U)$  для всего зазора размером  $0,5 \times 1$  мм между планарными электродами. Учитывая, что вклад интерференционных эффектов существенно не меняется, о чем свидетельствует только лишь небольшое изменение амплитуды периодической составляющей, из разности значений  $D_M(U)$  в минимумах кривых 2 и 3 можно судить о вкладе, внесенном в неоднородностью электрического поля.

При  $U = 650$  В эта величина составляет 0,008. Вклад неоднородности внешнего поля можно также независимо оценить, исходя из экспериментально определяемого пространственного распределения разности фаз  $\delta(x)$  в ЦТСЛ (см. рис. 3.10). Находя минимум для проходящего света ПОС

$$D_M = \int_0^{x_0} \sin^2 \frac{1}{2} [\delta(x) - \delta_0] dx \quad (3.13)$$

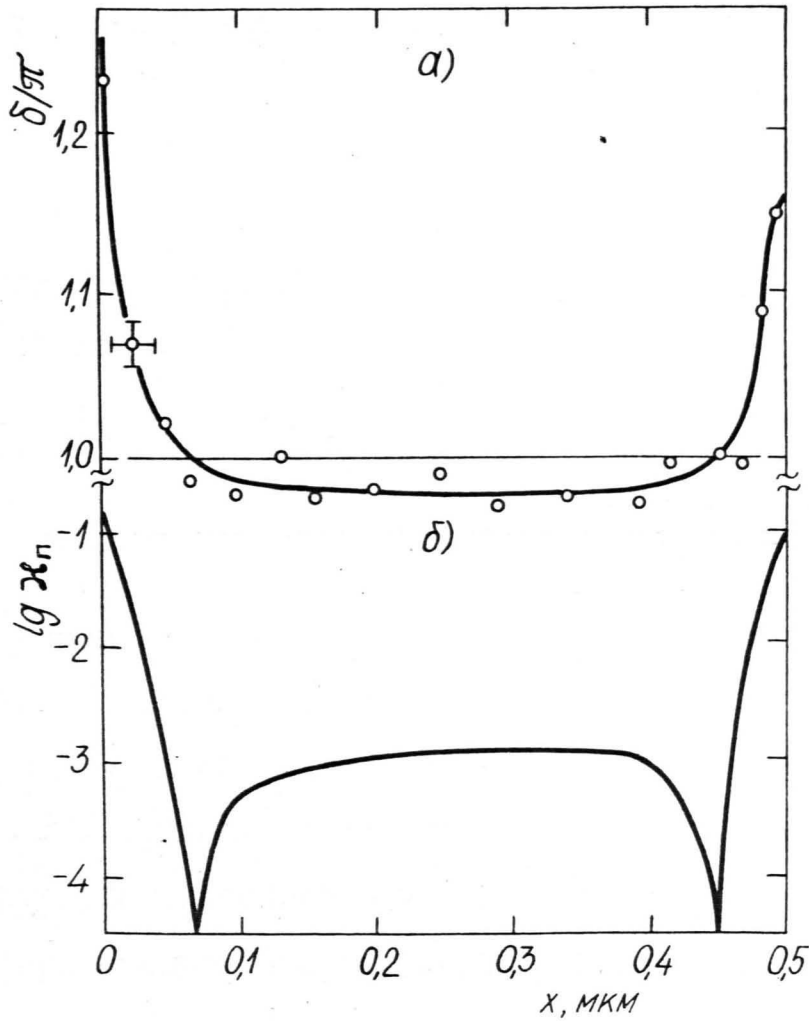


Рис. 3.10. Пространственное распределение фазового набега  $\delta(x)$  в зазоре между электродами при полуволновом управляющем напряжении - эксперимент (а) и по этой кривой на основе выражения

$$\lg x_n = \lg \left\{ \sin^2 \frac{1}{2} [\delta(x) - \pi] \right\}$$

определенная зависимость (б).

получаем пространственное распределение вклада неоднородности  $\delta(\chi)$  в  $D_M$ , а также его среднее значение 0,006, что хорошо согласуется с результатом, изображенным на рис. 3.8. (кривая 3).

Увеличение значения  $D_M$  при  $U = 0$  по сравнению с измеренным значением при  $D_1 = 50$  мкм может быть вызвано инжекцией носителей в приэлектродные области. Более подробный анализ данного эффекта дается в главе 4.

### 3.4. Электроуправляемый дихроизм в ЦТСЛ-керамике

При измерении всех элементов матриц Мюллера мелкозернистой ЦТСЛ-10/65/35 керамики нами наблюдалось отличие от нуля элементов  $a_{13}$  и  $a_{31}$ , обусловленное анизотропией светопропускания (см. рис. 3.1). Однако зависимость величин  $a_{13}$  и  $a_{31}$  от апертуры тестирующего светового пучка и корреляции с  $a_{42}(U)$  указывают на интерференционную природу анизотропии (см. раздел 3.1).

В настоящем разделе мы покажем, что в ЦТСЛ существует электроуправляемый дихроизм неинтерференционной природы. При температурах ниже температур фазового перехода (температурой фазового перехода мы называем температуру, при которой макроскопическая диэлектрическая поляризация образца имеет точку перегиба) была исследована крупнозернистая предварительно поляризованная керамика ЦТСЛ-7/65/35 [104].

Величина дихроизма  $G$  определялась выражением

$$G = \frac{I_4 - I_3}{I_4 + I_3}, \quad (3.14)$$

где  $I_3$  и  $I_4$  – интенсивность проходящего через образец света, линейно-поляризованного параллельно и перпендикулярно направлению внешнего поля, соответственно. Дихроизм, как и остаточная поляризация, сохраняется после снятия внешнего поля 20 кВ/см. По мере повышения температуры пластинки ее светопропускание увеличивается, а дихроизм проходит через максимум и уменьшается до нуля при температуре, превышающей температуру фазового перехода (рис. 3.II).

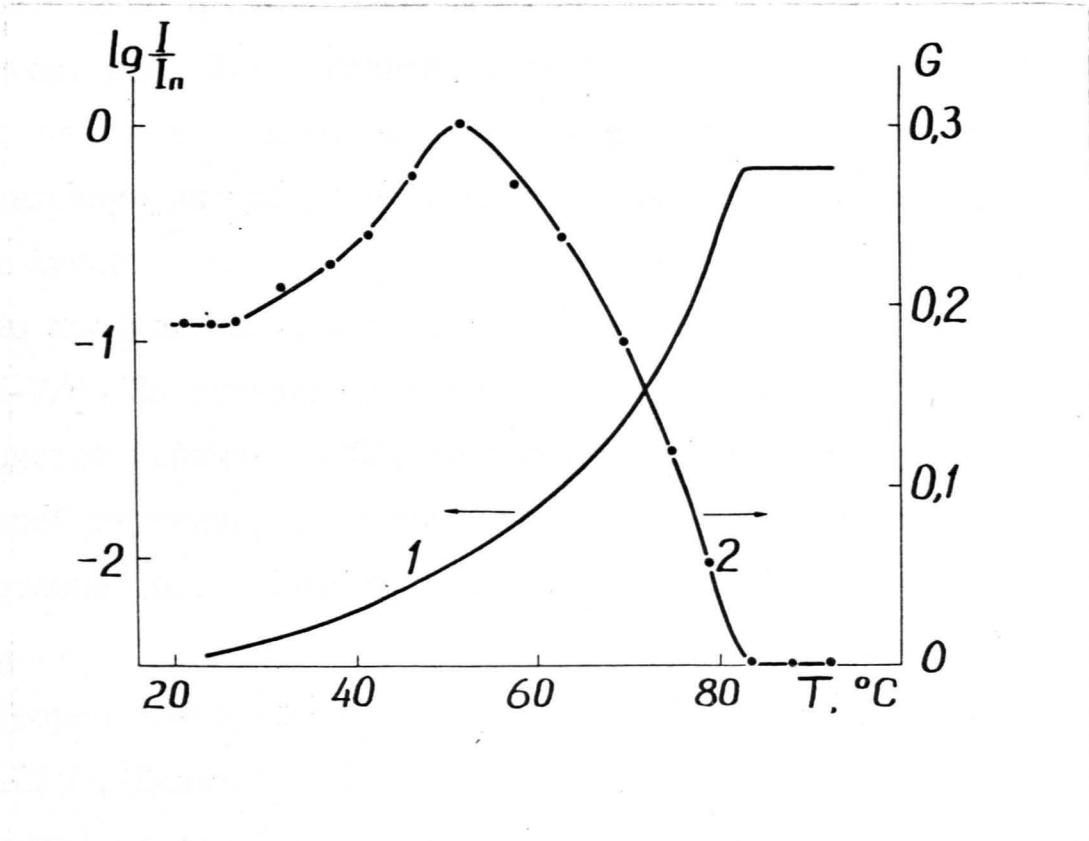


Рис. 3.II. Температурные зависимости светопропускания  $I/I_n$  (1) и величины дихроизма  $G$  (2) для предварительно поляризованной пластинки из керамики ЦТСЛ-7/65/35.

Анизотропия поглощения поляризованных монокристаллов типа перовскита исследована неоднократно. Экспериментально показано, что в  $BaTiO_3$  [49, 120] и в  $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$  [121] поглощение больше для света с плоскостью поляризации, перпендикулярной направлению спонтанной поляризации в области края собственного поглощения. Механизм данного явления неясен, поскольку не ясна природа края собственного поглощения в перовскитах.

Направление изменения поглощения в зависимости от диэлектрической поляризации в рассмотренных работах противоположно установленной нами в крупнозернистой ЦТСЛ-7/65/35. Значительное светорассеяние ЦТСЛ-7/65/35 в сегнетоэлектрической области температур (см. рис. 3.11, кривая I) практически полностью гасит отраженные лучи и тем самым исключает анизотропию светорассеяния, обусловленную интерференцией проходящих и отраженных от поверхностях лучей.

Мы предполагаем, что анизотропия поглощения, т.е. дихроизм в ЦТСЛ-7/65/35 вызвана светорассеянием на доменных границах крупнозернистой керамики ЦТСЛ, поскольку в мелкозернистой керамике, в которой внутризерновые границы доменов отсутствуют [5], нами установлена только анизотропия светопропускания, коррелирующая с  $a_{42}$ .

Теории светорассеяния в керамике ЦТСЛ, предложенные Нетлтоном [122], Делизой и Сеймуром [68] и Кокеном [67] (многократное рассеяние), в принципе можно адаптировать для объяснения дихроизма, хотя авторами это не сделано. Василевская и др. [72], применив теорию Релея - Ганса, объясняют наблюдаемую ими анизотропию индикатрис светорассеяния эллиптичностью центров рассеяния (при углах рассеяния больше  $5^\circ$ ). При таком подходе керамика рассматривается как среда с эллиптическими включениями. В работе Котлери-

са и Клотиньша [123] керамическая пластинка типа ЦТСЛ рассматривается как хаотический фазовой экран. В рамках данной теории появляется электроуправляемый дихроизм, который объясняется упорядочением двупреломляющих областей в направлении внешнего поля.

Таким образом, в рамках имеющихся моделей [72, 123] можно объяснить электроуправляемый дихроизм в керамике ЦТСЛ, который обусловлен процессами рассеяния света в полидоменных зернах ЦТСЛ.

### 3.5. Уточнение матриц Мюллера для ЦТСЛ-пластинок в квазисегнетоэлектрической фазе

Как уже было показано в разделах 2.2 и 3.1, при измерении матрицы Мюллера для ЦТСЛ возникают экспериментальные трудности, связанные с регистрацией сопутствующих ЭО-эффектов на фоне основных. Но несмотря на это существует необходимость точного определения всех элементов матрицы Мюллера.

Главным фактором, искажающим фазовую модуляцию электроуправляемых пластинок ЦТСЛ-10/65/35, является интерференция проходящего и отраженных от поверхностей лучей (см. разделы 3.1, 3.2, 3.3). Это приводит к появлению в проходящем пучке компоненты деполаризованного света с максимумами при  $\sigma = (2m+1) \frac{\pi}{2}$ , где  $m = 0, 1, 2 \dots$  (см. рис. 3.1, 3.8).

Для получения уточненной по сравнению с (1.30) ММ будем рассчитывать матрицу Джонса оптически анизотропной одноосной диэлектрической пластинки (оптическая ось находится в плоскости пластинки) толщиной  $l$  с учетом интерференции проходящих и отраженных от поверхностей лучей при нормальном падении светового пучка с компонентами электрического поля  $E_{\perp}$  и  $E_{\parallel}$ . Аналогичный

расчет для изотропной пластинки при наклонном падении светового пучка проведен Коллетом [35]. Однако, учет анизотропии не только для отражения и преломления света [34], но также и при распространении света в диэлектрической среде приводит к появлению ряда особенностей оптических свойств пластинки даже при нормальном падении света.

Для пояснения расчета матрицы Джонса приводим рисунок из работы [35], на котором для удобства размещения лучей и обозначений изображен ход лучей в диэлектрической пластинке при наклонном падении света (рис. 3.12). Вектор Джонса проходящего света  $\vec{I}_{пр}$  получаем сложением векторов Джонса проходящих элементарных лучей:

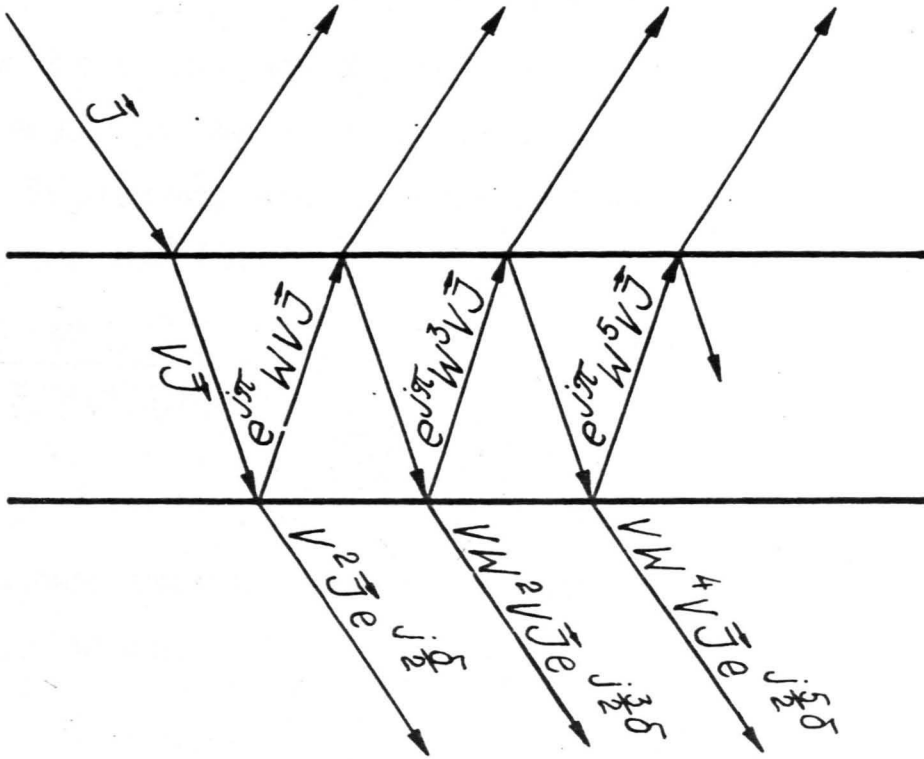


Рис. 3.12. Векторы Джонса при многократном отражении света в диэлектрической пластинке [35].

$$\begin{aligned} \vec{J}_{np} &= V^2 \vec{J} e^{j\delta} + VW^2 V \vec{J} e^{j3\delta} + VW^4 V \vec{J} e^{j5\delta} + \dots = \\ &= V^2 e^{j\delta} \left[ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} (W^2 e^{j2\delta})^i \right] \vec{J}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где  $V$  - диагональная матрица Джонса отражения (см. выраж.(I.24)),  
 $W$  - диагональная матрица Джонса преломления (см. выраж.(I.25)),  
 $\vec{J}$  - вектор Джонса падающего луча,  $\delta$  - фазовый набег луча после прохождения пластинки.

Путем несложных преобразований получаем выражение для описания изменения светового пучка при прохождении анизотропной диэлектрической пластинки:

$$\begin{bmatrix} T_{\perp} \\ T_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\tau_{\perp} \exp(j\delta_{\perp})}{1 - \xi_{\perp} \exp(2j\delta_{\perp})} & 0 \\ 0 & \frac{\tau_{\parallel} \exp(j\delta_{\parallel})}{1 - \xi_{\parallel} \exp(2j\delta_{\parallel})} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_{\perp} \\ E_{\parallel} \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Матрица Джонса полученного выражения характеризует оптические свойства двупреломляющей пластинки. Для получения ненулевых элементов ММ рассматриваемой пластинки воспользуемся матрицей Джонса из выражения (3.16)

$$\begin{bmatrix} \frac{\tau_{\perp} \exp(j\delta_{\perp})}{1 - \xi_{\perp} \exp(2j\delta_{\perp})} & 0 \\ 0 & \frac{\tau_{\parallel} \exp(j\delta_{\parallel})}{1 - \xi_{\parallel} \exp(2j\delta_{\parallel})} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & 0 \\ 0 & J_{22} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

и рассчитаем транспонированную ей матрицу с комплексно-сопряженными элементами:

$$\begin{bmatrix} G_{11} & 0 \\ 0 & G_{22} \end{bmatrix}$$

Ненулевые элементы ММ получаем из переходных формул, приведенных в [25] :

$$\begin{aligned}
 a_{11} &= a_{22} = (G_{\parallel} J_{\parallel} + G_{22} J_{22}) : 2 \\
 a_{21} &= a_{12} = (G_{\parallel} J_{\parallel} - G_{22} J_{22}) : 2 \\
 a_{33} &= a_{44} = (G_{\parallel} J_{22} + G_{22} J_{\parallel}) : 2 \\
 a_{34} &= -a_{43} = j(G_{\parallel} J_{22} - G_{22} J_{\parallel}) : 2
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Пользуясь (3.15, 3.16) и (3.18), находим выражения элементов ММ для фазовой пластинки с вертикально ориентированной быстрой осью:

$$\begin{aligned}
 a'_{11} &= a'_{22} = \frac{1}{2} \left( \frac{\tau_{\perp}^2}{1 + \xi_{\perp}^2 - 2\xi_{\perp} \cos \delta_{\perp}} + \frac{\tau_{\parallel}^2}{1 + \xi_{\parallel}^2 - 2\xi_{\parallel} \cos \delta_{\parallel}} \right), \\
 a'_{12} &= a'_{21} = \frac{1}{2} \left( \frac{\tau_{\perp}^2}{1 + \xi_{\perp}^2 - 2\xi_{\perp} \cos \delta_{\perp}} - \frac{\tau_{\parallel}^2}{1 + \xi_{\parallel}^2 - 2\xi_{\parallel} \cos \delta_{\parallel}} \right),
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

$$a'_{33} = a'_{44} = \frac{\tau_{\perp} \tau_{\parallel} [(1 + \xi_{\perp})(1 + \xi_{\parallel}) \cos \delta_{\perp} \cos \delta_{\parallel} + (1 - \xi_{\perp})(1 - \xi_{\parallel}) \sin \delta_{\perp} \sin \delta_{\parallel}]}{(1 + \xi_{\perp}^2 + 2\xi_{\perp} \cos 2\delta_{\perp})(1 + \xi_{\parallel}^2 + 2\xi_{\parallel} \cos 2\delta_{\parallel})},$$

$$a'_{34} = -a'_{43} = \frac{\tau_{\perp} \tau_{\parallel} [(1 - \xi_{\perp})(1 + \xi_{\parallel}) \sin \delta_{\perp} \cos \delta_{\parallel} - (1 + \xi_{\perp})(1 - \xi_{\parallel}) \cos \delta_{\perp} \sin \delta_{\parallel}]}{(1 + \xi_{\perp}^2 + 2\xi_{\perp} \cos 2\delta_{\perp})(1 + \xi_{\parallel}^2 + 2\xi_{\parallel} \cos 2\delta_{\parallel})}.$$

ММ для образца с  $\theta = \pi/4$  к оси  $Ox$  ориентированной быстрой осью  $M(\varphi + \theta)$  аналогичную экспериментально определенной ММ на рис. 3.1 получаем, применяя матрицу поворота  $L(\Phi)$  к ММ для пластинки с вертикальной быстрой осью

$$M(\varphi + \Phi) = L(-\Phi) \cdot M(\varphi) \cdot L(\Phi), \tag{3.20}$$

где  $\varphi = 0$ ,  $\Phi = \pi/4$  и

$$L(\Phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi & 0 \\ 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Получаем

$$\begin{aligned} a_{11} = a_{33} = a'_{11} = a'_{22} , \quad a_{13} = a_{31} = a'_{12} = a'_{21} \\ a_{22} = a_{44} = a'_{33} = a'_{44} , \quad a_{24} = -a_{42} = a'_{34} = -a'_{43} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Как видно из (3.21), элементы ММ определяются разностью фаз  $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_\perp - \bar{\sigma}_\parallel$  (аналогично идеальной фазовой пластинки (1.30)), показателями преломления  $n_\perp$ ,  $n_\parallel$  и толщиной образца  $l$ . Для получения более наглядного представления о матрице Мюллера для ЦТСЛ пластинок, нами был проведен расчет зависимости элементов ММ от толщины образца в интервале от 300,0 до 300,2 мкм. Данный интервал приблизительно соответствует 1,5 периодам осцилляции на зависимостях элементов ММ от толщины. Показатель преломления  $n_\parallel = 2,5$ , а  $n_\perp$  выбран параметром и меняется от 2,5 до 2,498966, что соответствует изменению  $\bar{\sigma}$  от 0 до  $\pi$ . Выбранная толщина и пределы изменения  $\bar{\sigma}$  типичны для пластинок ЦТСЛ-10/65/35, применяемых в ЭО-модуляторах. На рис. 3.13, 3.14, 3.15 и 3.16 приведены зависимости элементов ММ  $a_{11} = a_{33}$ ,  $a_{13} = a_{31}$ ,  $a_{22} = a_{44}$  и  $a_{24} = a_{42}$  от толщины образца при разных величинах усредненной по площади образца величины фазового набега  $\bar{\sigma}$ . Остальные элементы ММ равны нулю.

Как первую особенность полученной ММ отметим отличие от нуля матричных элементов  $a_{13} = a_{31} \neq 0$  (для идеальной ФП  $a_{13} = a_{31} = 0$ ) определяющих анизотропию светопропускания. Зависимость  $a_{13}(l)$  осциллирует при изменении толщины образца, амплитуда осцилляций достигает почти 0,3 при  $\bar{\sigma} = \pi/2$ . Осцилляции при изменении толщины образца с меняющейся от  $\bar{\sigma}$  амплитудой характерны и для других ненулевых элементов ММ.

В экспериментах обычно используются почти плоскопараллельные образцы с углом при вершине клина  $< 10^{-4}$ , в измеряемой апертуре образца попадают несколько интерференционных полос, следова-

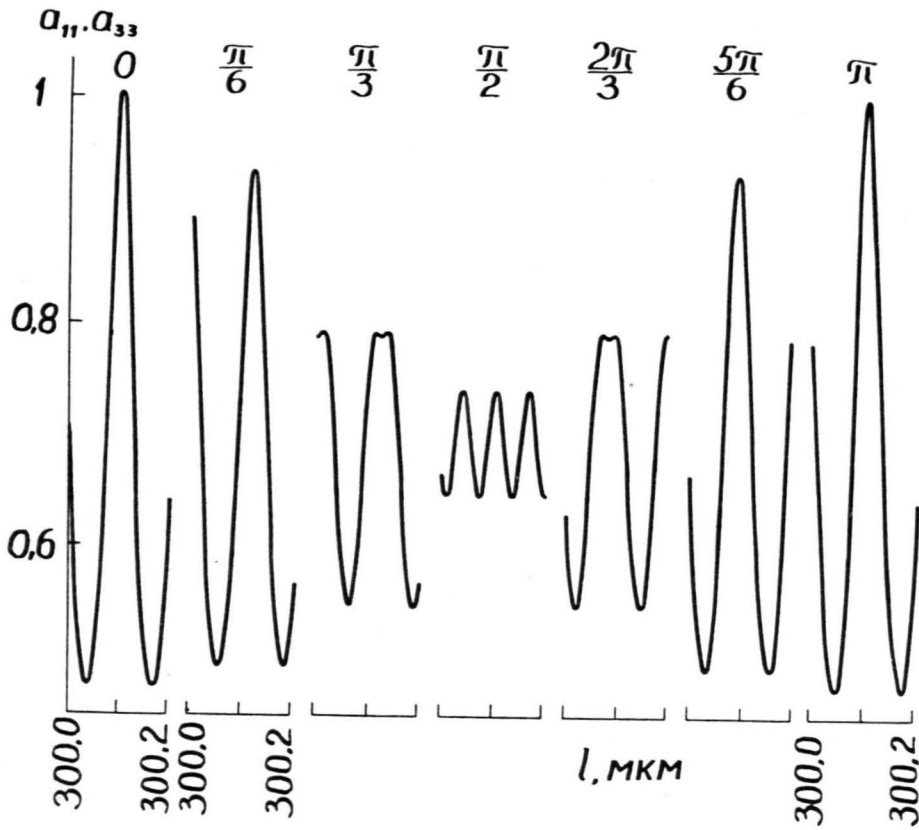


Рис. 3.13. Рассчитанная зависимость элементов матрицы Мюллера  $a_{11}, a_{33}$  от толщины образца  $l$  при различных средних фазовых набегах  $\bar{\sigma}$  (расчет по выражениям (3.19, 3.21)).

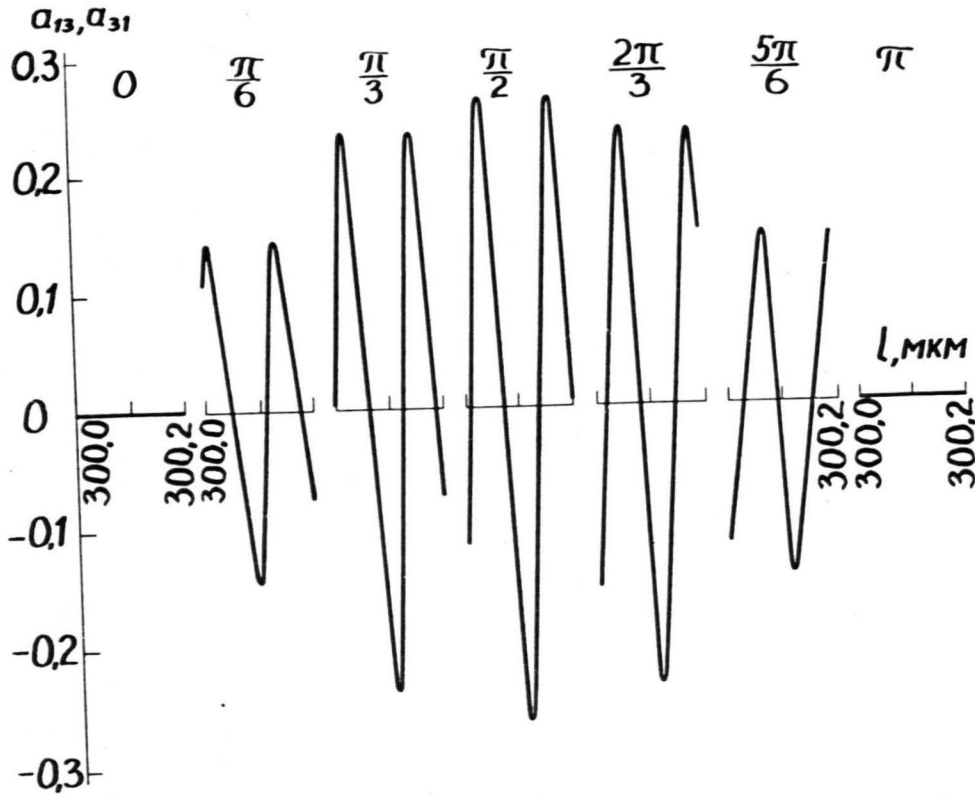


Рис. 3.14. Рассчитанная зависимость элементов матрицы Мюллера  $a_{13}, a_{31}$  от толщины образца  $l$  при различных средних фазовых набеггах  $\bar{\delta}$  (расчет по выражениям (3.19, 3.21)).

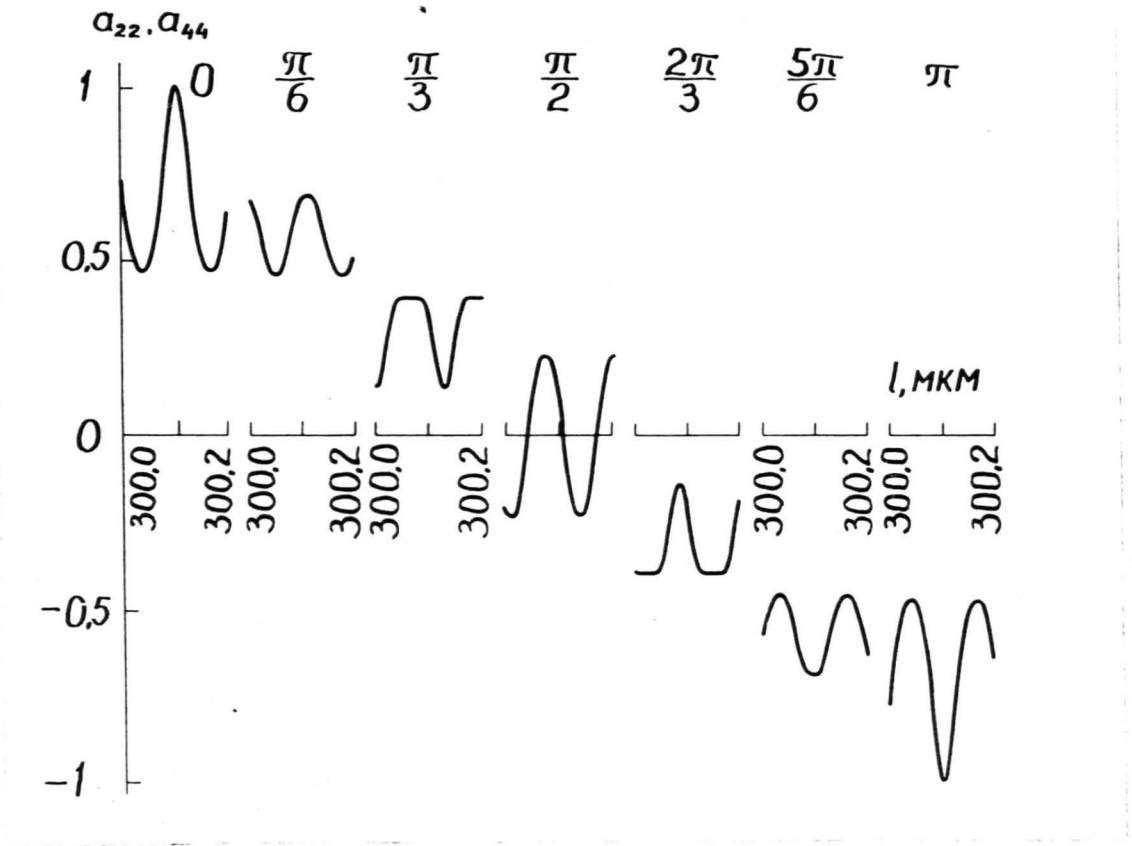


Рис. 3.15. Рассчитанная зависимость элементов матрицы Мюллера  $a_{22}$ ,  $a_{44}$  от толщины образца  $l$  при различных средних фазовых набегах  $\bar{\sigma}$  (расчет по выражениям (3.19, 3.21)).

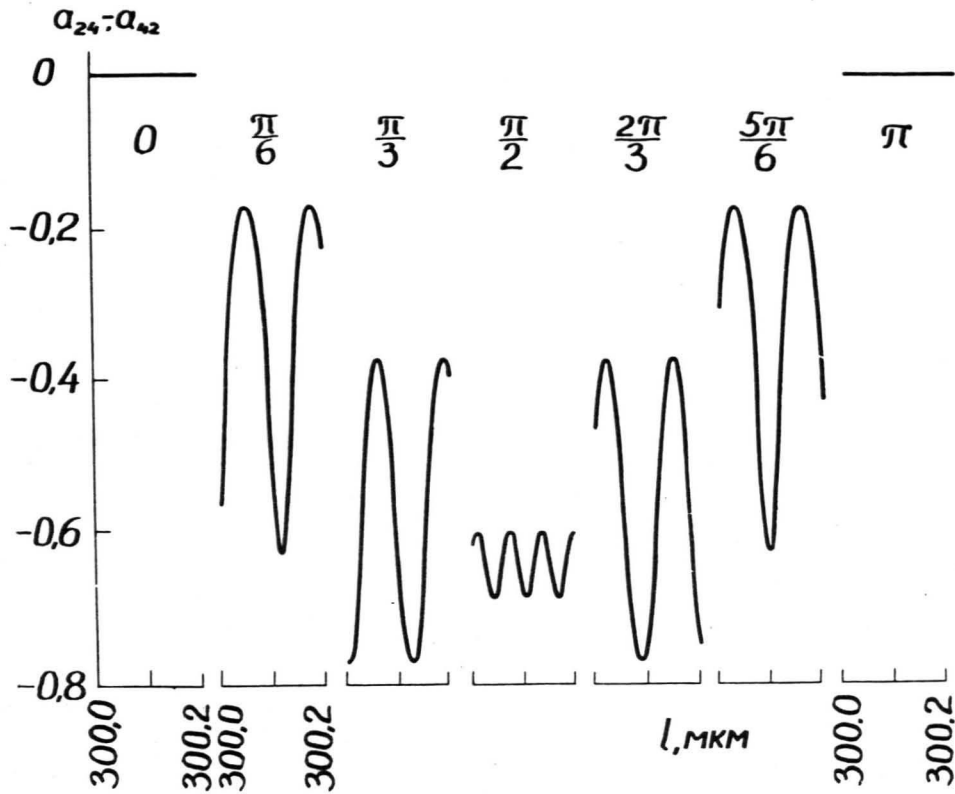


Рис. 3.16. Рассчитанная зависимость элементов матрицы Мюллера  $a_{24}, -a_{42}$  от толщины образца  $l$  при различных средних фазовых набеггах  $\bar{\sigma}$  (расчет по выражениям (3.19, 3.21)).

тельно измеряется средняя величина интенсивности проходящего света.

В целях более наглядного сравнения с экспериментом мы рассчитали усредненные по толщине в пределах одного периода элементы ММ.

Средняя величина  $a_{11}$  при  $n_{\perp} = n_{\parallel} = 2,5$  равна  $\sim 0,6896$  (рис. 3.13), что совпадает с максимальным светопропусканием ЦТСЛ-пластинок. Уменьшение  $n_{\perp}$  до 2,4989 приводит к увеличению светопропускания до  $\sim 0,6898$  из-за уменьшения отражения.

Средняя величина  $\bar{a}_{13} = \bar{a}_{31}$  меняется от 0 при  $\bar{\delta} = 0$  до  $\sim 10^{-4}$  при  $\bar{\delta} = \pi$ , из-за уменьшения отражения компоненты  $E_{\perp}$ . В некоторых экспериментах наблюдаемое отличие  $\bar{a}_{13}$  и  $\bar{a}_{31}$  от нуля (см. раздел 3.1) можно объяснить попаданием в измеряемую апертуру образца небольшого числа интерференционных полос; в таком случае усреднение  $a_{13}$  и  $a_{31}$  по апертуре образца может привести к  $\bar{a}_{13} = \bar{a}_{31} \neq 0$ .

Средняя величина  $\bar{a}_{22} = \bar{a}_{44}$  и  $\bar{a}_{42} = -\bar{a}_{24}$  отличается от соответствующих элементов ММ идеальной фазовой пластинки (см. выраж. (I.30) и (3.21)) -  $\bar{a}_{22} \neq \cos \bar{\delta}$  и  $\bar{a}_{42} \neq \sin \bar{\delta}$ . Эти отличия наглядно иллюстрируются рис. 3.17. Видно, что максимальная разница  $\Delta_c = \cos \bar{\delta} - \bar{a}_{22}$  составляет  $\sim 0,035$ , а величина  $\Delta_s = \sin \bar{\delta} - \bar{a}_{42}$  достигает  $\sim 0,045$ . Такое различие уже заметно искажает фазовую модуляцию фазовых ЦТСЛ пластинок, и это необходимо учитывать при исследовании и применении ПСК.

Далее, на основе рассчитанной ММ (3.21) попытаемся объяснить ряд приведенных в предыдущих разделах экспериментальных результатов. На основе известных  $\bar{a}_{22}$  и  $\bar{a}_{42}$  (см. рис. 3.17) при помощи выражений (I.34) и (I.36) определим зависимость степени деполяризации света  $D_M = D_S$  от фазового набегу. Эта характеристика про-

ходит через максимум при  $\bar{\sigma} = \pi/2$  (см. рис. 3.17).

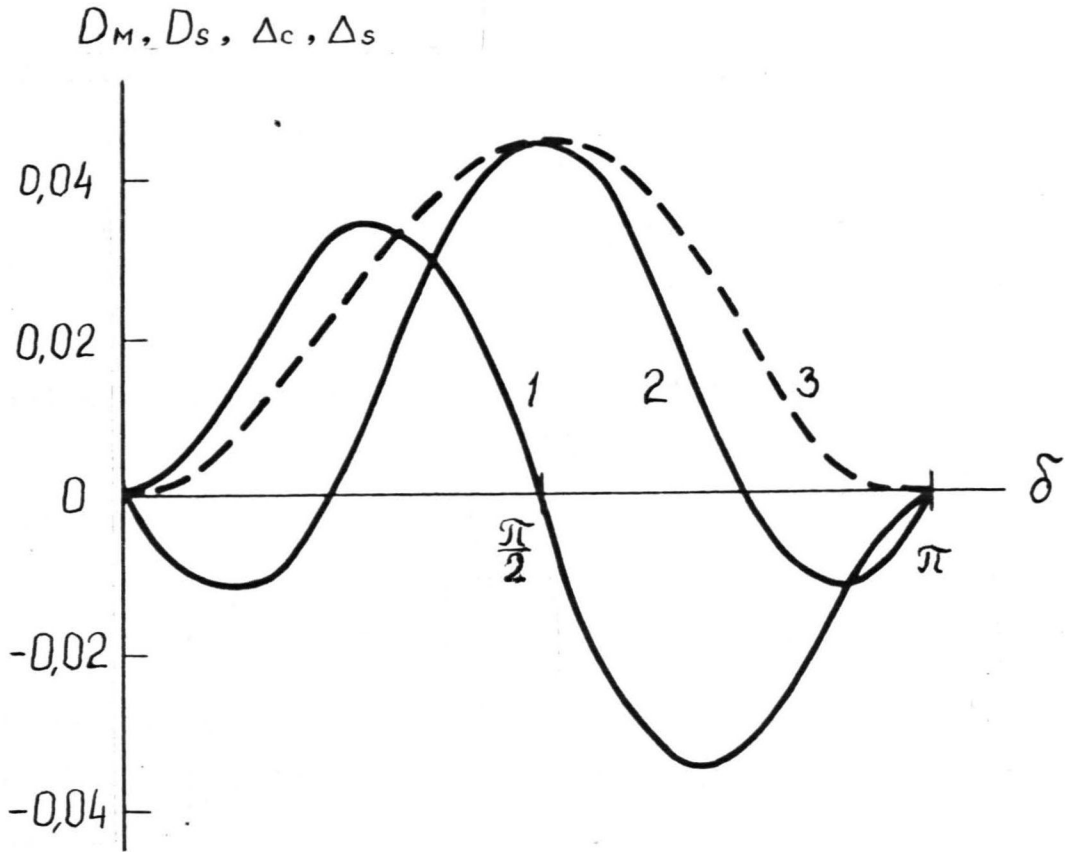


Рис. 3.17. Зависимость величин  $\Delta_c$  (кривая 1),  $\Delta_s$  (кривая 2) и степени деполяризации света  $D_M, D_S$  (кривая 3) от среднего фазового набега в фазовой пластинке, описываемой выражениями (3.19, 3.21).

Экспериментально полученные зависимости  $D_M(u)$  и  $D_S(u)$  показаны на рис. 3.1. Более точные результаты изменения  $D_M(u)$  приведены на рис. 3.8. Экспериментальные кривые, так же как теоретические, имеют максимумы в области четвертьволнового фазового набега и минимумы при  $\bar{\sigma} = \pi m$ .

Однако, как видно из рис. 3.8, теоретическая кривая 5 полностью не соответствует экспериментальной - имеет место повышенное экспериментальное значение  $D_M$  при  $\bar{\delta} = m\pi$ , где  $m=0,1,2 \dots$ . В разделе 3.3.2 последнее было объяснено пространственной неоднородностью образца, которая может быть обусловлена как зависимостью  $\delta(x,y)$ , так и непараллельностью локальных оптических осей в разных областях образца.

Далее, на основе простого модели рассмотрим, каким образом неоднородность образца различного типа оказывает влияние на ММ образца. Образец характеризуем среднеквадратичным отклонением фазового набега от средней величины фазового набега

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{L_B} \int_{x,y} [\delta(x,y) - \bar{\delta}]^2 dx dy$$

и среднеквадратичным отклонением ориентации локальных оптических осей от направления средней ориентации оптической оси образца

$$\sigma^2 = \frac{1}{L_B} \int_{x,y} [\theta(x,y) - \bar{\theta}]^2 dx dy,$$

где  $L_B$  - площадь апертуры образца. Возможными причинами такого распределения являются поликристаллическая структура (2-5 мкм), наличие крупномасштабного ( $\sim 0,01$  мкм) флуктуационного потенциала [83, 124] и флуктуации состава [125, 126]. Размеры установленных нами неоднородностей непосредственно не определены, однако можно оценить, что они больше длины волны используемого луча (0,633 мкм). Такими размерами могут характеризоваться флуктуации состава и зернистая структура керамики. Размеры центров рассеяния в ЦТСЛ установленные как Василевской и др. [72] - 6-7 мкм, так Кокеном [67] - 1.8 - 3 мкм, тоже соответствует нашей оценке. Для каждой области образца размером  $dx dy$  напишем ММ для фазовой

пластинки с разностью фаз  $\delta(x, y)$ , быстрая ось которой ориентирована под углом  $\theta(x, y)$  относительно оси [25]:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta \cos \delta & \cos 2\theta \sin 2\theta (1 - \cos \delta) & -\sin 2\theta \sin \delta \\ 0 & \cos 2\theta \sin 2\theta (1 - \cos \delta) & \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta \cos \delta & \cos 2\theta \sin \delta \\ 0 & \sin 2\theta \sin \delta & -\cos 2\theta \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Интегрируем элементы ММ по площади образца и в предположении  $\gamma \ll \frac{\pi}{2}$  и  $\delta_c \ll \frac{\pi}{2}$  получаем

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta + 8\gamma^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} - \frac{\delta_c}{2} \cos \delta & 0 & (1 - 2\gamma^2 - \frac{\delta_c^2}{2}) \sin \delta \\ 0 & 0 & 1 - 8\gamma^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} - 2\gamma^2 \delta_c \cos \delta & 0 \\ 0 & -(1 - 2\gamma^2 - \frac{\delta_c^2}{2}) \sin \delta & 0 & (1 - \frac{\delta_c}{2}) \cos \delta \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Как видно, величины  $\gamma$  и  $\delta_c$  адитивно изменяют численные величины элементов ММ. Учитывая раньше (см. рис. 3.17) рассчитанные элементы ММ для двупреломляющей пластинки с учетом интерференции света и анизотропию отражения света, ММ для ЦТСЛ пластинки можно записать в виде:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & a_{13} & 0 \\ 0 & \cos \bar{\delta} - \Delta_c + 8\gamma^2 \sin^2 \frac{\bar{\delta}}{2} - \frac{\delta_c^2}{2} \cos \bar{\delta} & 0 & +\sin \bar{\delta} - \Delta_s - 2\gamma^2 \sin \bar{\delta} - \frac{\delta_c^2}{2} \sin \bar{\delta} \\ a_{31} & 0 & 1 - 8\gamma^2 \sin^2 \frac{\bar{\delta}}{2} - 2\gamma^2 \delta_c^2 \cos \bar{\delta} & 0 \\ 0 & -\sin \bar{\delta} + \Delta_s + 2\gamma^2 \sin \bar{\delta} + \frac{\delta_c^2}{2} \sin \bar{\delta} & 0 & \cos \bar{\delta} - \Delta_c - \frac{\delta_c^2}{2} \cos \bar{\delta} \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Полученная матрица описывает ЭО-свойства ЦТСЛ пластинки при условии попадания в измеряемую апертуру образца достаточного числа интерференционных полос. В последнем случае результат усреднения матричных элементов по измеряемой апертуре в пределах требуемой точности не отличался от результата усреднения по одному периоду изменения матричных элементов.

Величина  $\bar{\delta}$  определяется средним фазовым набегом обыкновенного и необыкновенного лучей и приблизительно соответствует величине  $\delta$  идеальной фазовой пластинки:

$$\bar{\delta} = \frac{2\pi l \Delta n}{\lambda} ,$$

где двупреломление  $\Delta n = n_{\perp} - n_{\parallel}$ . Величины  $\Delta_c$  и  $\Delta_s$  определяются интерференцией проходящего и отраженных от поверхностей лучей света и зависят от  $\bar{\delta}$ ,  $n_{\perp}$  и  $n_{\parallel}$  (см.рис. 3.17).

Если в измеряемой апертуре образца попадает малое число интерференционных полос, для расчета ММ образца необходимо соответственно усреднить элементы из (3.21). В таком случае существенно отличными от нуля могут быть также элементы  $a_{13}$  и  $a_{31}$ . В рассмотренном выше случае (3.24), когда много интерференционных полос, отличие от нуля  $a_{13}$  и  $a_{31}$  практически не влияет на описание ЭО-свойствах образцов.

Рассчитаем светопропускание ПОС, состоящей из поляризатора (ось пропускания ориентирована в направлении  $Ox$ ) образца с матрицей Мюллера (3.24) и анализатора (ось пропускания ориентирована в направлении  $Oy$ ). После проведения расчета аналогично (1.29) получаем, что

$$I_r = \sin^2 \frac{\bar{\delta}}{2} + \frac{\Delta_c}{2} - 4j^2 \sin^2 \frac{\bar{\delta}}{2} + \frac{\bar{\delta}_c^2}{4} \cos \bar{\delta} . \quad (3.25)$$

Данное выражение (см.рис. 3.18) отличается от предложенной Князковым и др. [21, 22] для ЦТСЛ (см. (1.39)). Нами расшифрована функция деполяризации света  $D^{\theta}$ , которая в работе [22] является неизвестной:

$$D^{\theta}(\bar{\delta}) = \frac{\Delta_c(\bar{\delta})}{2} + \frac{\bar{\delta}_c^2}{4} \cos \bar{\delta} - 4j^2 \sin^2 \frac{\bar{\delta}}{2} . \quad (3.26)$$

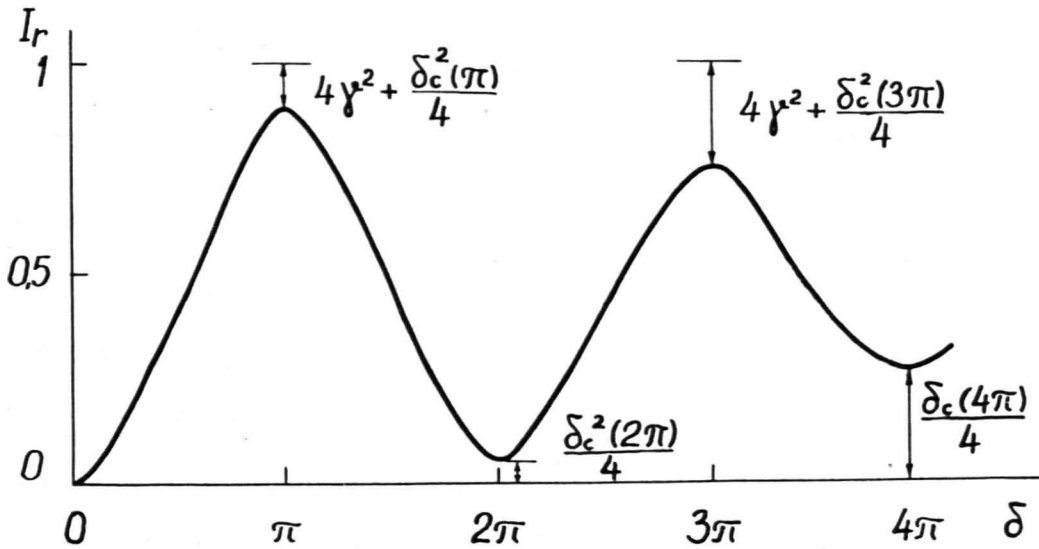


Рис. 3.18. Зависимость интенсивности проходящего через поляризационно-оптическую систему с образцом света  $I_r$  от среднего фазового набега  $\bar{\delta}$  по выражению (3.25).

Неоднородность фазового набега по апертуре образца  $\delta_c$  определяется как неоднородностью внешнего электрического поля, так и неоднородностью квадратичного электрооптического коэффициента. Видим, что для получения более глубокой модуляции  $I_r(\delta)$  необходимо использовать образцы с однородным управляющим полем и однородным квадратичным электрооптическим коэффициентом ( $\delta_c$  малое). Величину  $\delta_c$  можно существенно уменьшить, если вместо планарных, применять объемные электроды [127, 128]. Вторым фактором, уменьшающим глубину модуляции, является непараллельность локальных оптических осей образца. Из (3.24) следует, что непараллельность оп-

тических осей не будет влиять на глубину модуляции, если в ПОС в качестве поляризатора и анализатора будут использованы не линейные, а циркулярные поляризаторы. Тогда выражение (3.26) принимает следующий вид:

$$I_r = \sin^2 \frac{\bar{\sigma}}{2} + \frac{\Delta_c}{2} + \frac{\bar{\sigma}_c^2}{4} \cos \bar{\sigma} \quad (3.27)$$

Интерференция проходящего и отраженных лучей изменяет ход кривой  $I_r(\bar{\sigma})$  при  $\bar{\sigma} \neq \pi m$ . От этого можно избавиться нанесением просветляющих покрытий на поверхности образцов.

Из экспериментально полученных кривых типа изображенных на рис. 3.18 практически трудно определить  $\bar{\sigma}_c$  и  $\gamma$ , так как изменения неоднородности приводят к малому относительному изменению светопропускания. Покажем, что более точные результаты можно получить из экспериментальных кривых типа кривой 2 из рис. 3.8. Зависимость  $D_M(\bar{\sigma})$  для образца с ММ по выражению (3.24) можем записать:

$$D_M(\bar{\sigma}) = \left( \Delta_c + \frac{\bar{\sigma}_c^2}{2} \cos \bar{\sigma} - 8\gamma^2 \sin^2 \frac{\bar{\sigma}}{2} \right) \cos \bar{\sigma} + \left( \Delta_s + \frac{\bar{\sigma}_c^2}{2} \sin \bar{\sigma} + 2\gamma^2 \sin \bar{\sigma} \right) \sin \bar{\sigma} \quad (3.28)$$

При  $\bar{\sigma} = 2\pi m$  величина  $D_M = \frac{\bar{\sigma}_c^2}{2}$  (3.29)

и при  $\bar{\sigma} = (2m+1)\pi$  величина  $D_M = \frac{\bar{\sigma}_c^2}{2} + 8\gamma^2$  (3.30)

Амплитуда осцилляций  $D_M(\bar{\sigma})$  определяется  $\Delta_c(\bar{\sigma})$  и  $\Delta_s(\bar{\sigma})$ .

Для определения  $\gamma$  и  $\bar{\sigma}_c$  нами были экспериментально получены кривые  $D_M(\mathcal{U})$  для образца ЦТСЛ-8/65/35 при различных температурах. На рис. 3.19 изображены численные величины  $D_M$  в минимумах этих кривых. Как и ожидалось, увеличение температуры приво-

дит к уменьшению полуволнового, волнового и т.д. напряжений. Численная величина  $D_M$  при  $\bar{\sigma} = 2\pi$  примерно 4 раза больше  $D_M$  при  $\bar{\sigma} = \pi$ .

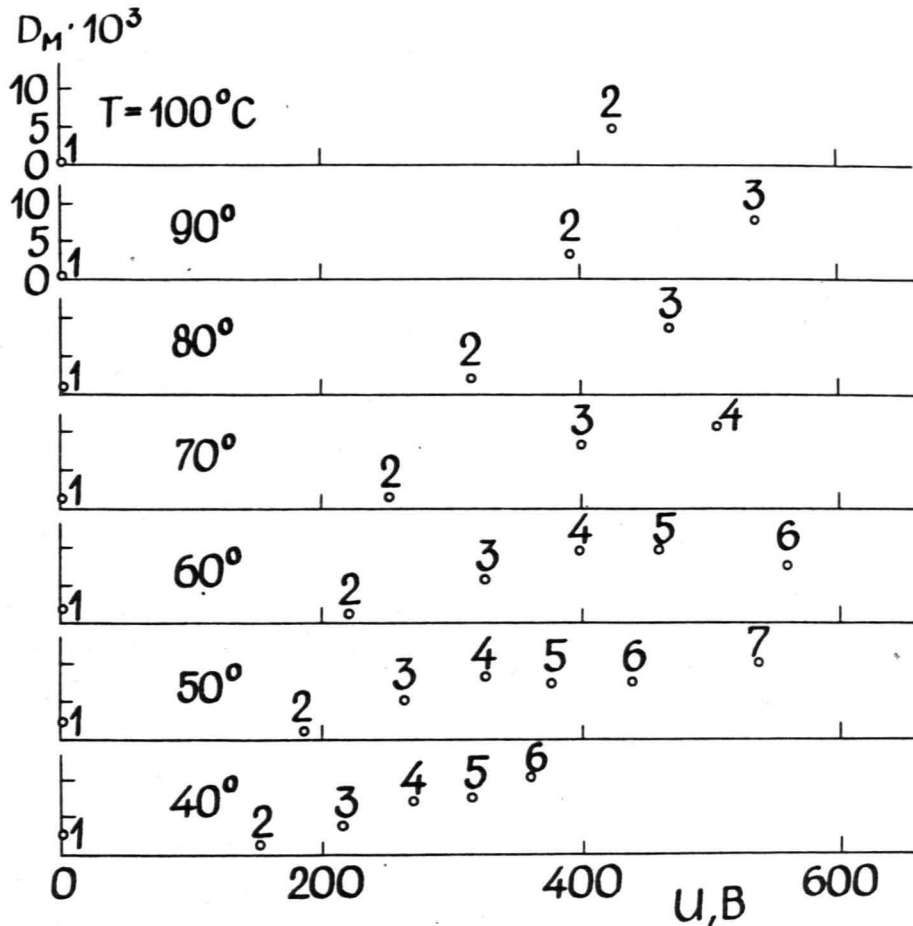


Рис. 3.19. Деполяризация света  $D_M$  при управляющих напряжениях  $U$ , соответствующих целому числу полувольт в различных температурах для образца ЦТСЛ 8/65/35 толщиной 300мкм. Точка 1 соответствует  $\bar{\sigma} = 0$ , точка 2 -  $\bar{\sigma} = \pi$ , точка 3 -  $\bar{\sigma} = 2\pi$ , точка 4 -  $\bar{\sigma} = 3\pi$  и т.д.

При постоянном распределении квадратичных ЭО-коэффициентов  $\delta_c \sim \bar{\delta}$ . По выражениям (3.29) и (3.30) при росте  $\delta$  от  $\pi$  до  $2\pi$  максимальное увеличение  $D_M$  равно 4 при  $\gamma = 0$ . Из расчета среднеквадратичного отклонения отношения  $D_M(2\pi) / D_M(\pi)$  при различных температурах нами оценена величина  $\gamma < 4 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом в данном случае деполяризация света обусловлена в основном среднеквадратичным отклонением фазового набега  $\delta_c$ . Это подтверждается и отсутствием характерных отличий  $D_M$  при  $\delta = 2\pi m$  и  $\delta = (2m+1)\pi$  как в выражениях (3.29) и (3.30).

С увеличением управляющего напряжения выше волнового напряжения рост  $D_M$  уменьшается и  $D_M$  приближается к постоянной величине (см. рис. 3.19). В рамках использованной модели из этого можно сделать вывод, что  $\delta_c$  стремится к насыщению с увеличением внешнего поля.

С увеличением температуры деполяризация света при полуволновом и волновом управляющем напряжении увеличивается. Наблюдаемая тенденция противоположна общеизвестному уменьшению деполяризации проходящего через ЦТСЛ-керамику света при повышении температуры (см. рис. 3.3 и 3.19 точки I). Увеличение деполяризации света при полуволновом управляющем напряжении с повышением температуры указывает на то, что деполяризация света определяется как диэлектрической поляризацией, так и внешнем электрическом поле.

Таким образом сравнивая экспериментальную кривую  $D_M(U)$  (например, кривые 2 и 3 на рис. 3.8) и выражение (3.28) можно рассчитать все параметры, необходимые для построения матрицы Мюллера ЦТСЛ-образца. Методику получения этой зависимости можно рекомендовать для определения всех основных ЭО-параметров электро-

управляемых фазовых пластинок.

### 3.6. Рекомендации по применению результатов, изложенных в гл. 3

Определенную в гл.3 матрицу Мюллера можно использовать для расчета ЭО устройств на основе керамики ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе. В свою очередь разработанную нами методику исследований можно использовать для изучения и оценки параметров других ЭО материалов.

Разделенные нами факторы, приводящие к отличию ММ для электроуправляемых фазовых пластинок из ЦТСЛ и идеальной фазовой пластинки в определенных условиях использования ПСК, как правило, или снижает качество устройств или не влияет на это.

При использовании ЦТСЛ в световых затворах и управляемых транспарантах [2,3,4] к наибольшей искажению фазовой модуляции приводит неоднородность управляющего поля. Эту неоднородность можно существенно уменьшить применяя объемные электроды [127, 128] вместо планарных. Влияние наличия микрообластей с непараллельными оптическими осями можно устранить применяя в ПОС циркулярные поляризаторы вместо линейных.

Интерференционные эффекты существенно влияют на работу устройств, рабочее напряжение которых отличается от полуволнового (например, электроуправляемые цветные фильтры [129]). Влияние этого фактора можно существенно снизить применяя просветляющие покрытия.

Наклон ЦТСЛ пластинок в ПОС не должен превышать 0,05 рад.

В обратном случае существенно снижается контрастность ЭО-устройств.

При исследовании ЭО свойств материалов с большим показателем преломления следует учитывать изменение фазового набега в исследуемом образце из-за интерференции проходящего и отраженных от поверхностях световых лучей.

### 3.7. Выводы

I. Впервые экспериментально и теоретически определена матрица Мюллера для пластинки из мелкозернистой керамики ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе в поперечном электрическом поле и на основе полученных данных и расчетов показано следующее.

I.1. Главным фактором, определяющим отличие реальных фазовых пластинок из ЦТСЛ от идеальных фазовых пластинок, является интерференция проходящих и отраженных от поверхностей лучей - этим обусловлено основное отличие элементов  $a_{22}$ ,  $a_{44}$ ,  $a_{24}$ ,  $a_{42}$ , соответствующих матриц Мюллера и появление ненулевых элементов  $a_{13}$  и  $a_{31}$ .

I.2. Существенный вклад в указанное отличие фазовых пластинок вносится также неоднородностью управляющего поля, а электроуправляемая деполяризация, обусловленная поликристаллической структурой и флуктуациями состава материала, относительно меньше влияет на электрооптические свойства керамических пластинок, если фазовый набег пластинки не равен целому числу полуволн.

I.3. Для ЦТСЛ пластинки и идеальной фазовой пластинки элементы матрицы Мюллера  $a_{22}$ ,  $a_{33}$ ,  $a_{24}$ ,  $a_{42}$ ,  $a_{44}$  отличаются также из-за неоднородности локальных электрооптических коэффициентов, а элементы  $a_{22}$ ,  $a_{24}$ ,  $a_{42}$ ,  $a_{33}$  дополнительно из-за непарал-

дельности локальных оптических осей.

2. Показано, что в ЦТСЛ керамике деполяризация света, обусловленная отклонением фазового набега в отдельных микробластях намного больше деполяризации обусловленной непараллельностью локальных оптических осей этих областей. Среднеквадратичное отклонение фазового набега при увеличении внешнего электрического поля сначала растет а в последующем стремится к насыщению, что указывает на увеличение пространственной однородности ЦТСЛ-керамики.

3. Показано, что экспериментально наблюдаемые осцилляции светопропускания ПОС с наклонной пластинкой из ЦТСЛ-9/65/35 при изменении температуры и воздействии малых внешних полей обусловлены интерференцией проходящих и отраженных от поверхностей лучей и изменением показателя преломления.

4. Показано, что в мелкозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ единственной причиной анизотропии светопропускания является электрически индуцированная анизотропия показателя преломления. В крупнозернистой керамике ЦТСЛ в сегнетоэлектрической фазе дополнительно имеет место электроуправляемый дихроизм, обусловленный наличием доменных стенок.

5. Предложен тестирующий эксперимент для получения всех электрооптических характеристик сегнетокерамических образцов из одной экспериментально полученной кривой.

#### 4. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КЕРАМИКЕ ЦТСЛ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В настоящей главе мы рассмотрим электрооптические свойства ЦТСЛ-сегнетокерамики в квазисегнетоэлектрической фазе после воздействия импульса внешнего электрического поля [130, 131]. Отличие оптических свойств образца до и после воздействия управляющего напряжения обусловлено тем, что ЦТСЛ нельзя считать идеальным диэлектриком, так как материал обладает конечной проводимостью [82, 83] и большой концентрацией дефектов [74]. Это вызывает образование объемного заряда и следовательно изменяет внутренние электрические поля образца. Изменение остаточного светопропускания в керамике ЦТСЛ в квазисегнетоэлектрической фазе после воздействия внешнего электрического поля объясняется возникновением электрического поля инжектированных локализованных зарядов. Последний из-за электрооптического эффекта приводит к изменению двупреломления и ОСП.

#### 4.1. Основные количественные характеристики образования и темнового гашения остаточного светопропускания

Поялризационно-оптическая система с предварительно отоженной пластинкой из ЦТСЛ-10/65/35 при комнатной температуре характеризуется остаточным светопропусканием  $I_r = 10^{-5} - 10^{-4}$ . Приложение управляющего напряжения сопровождается увеличением светопропускания ПОС в первом приближении согласно выражению (2.12). Закорачивание электродов после воздействия поля снова приводит к уменьшению светопропускания, однако до уровня выше исходного  $- 10^{-4} - 10^{-3}$ , т.е. в данном случае появляется остаточное светопропускание численная величина которой долговременно релаксирует к начальному значению.

В настоящем разделе приводятся типичные результаты измерения распределения ОСП в ЦТСЛ-образцах толщиной 300 мкм, полученные при помощи методики, рассмотренной в разделе 2.3. Поскольку после закорачивания электродов ОСП долговременно релаксирует к исходному значению, измерения для определенности проведены через 20 с после соединения электродов. Сканирование изображения зазора шириной 200 мкм проводилось со стороны катода в течение  $\sim 20$  с.

Варьируя различной длительностью включения измерительного луча, мы убедились, что луч  $He-Ne$  - лазера практически не влияет на гашение ОСП.

На рис. 4.1 изображено распределение ОСП после воздействия на образец состава ЦТСЛ-10/65/35 управляющего напряжения различной амплитуды в течение одной минуты. Изменение распределения ОСП во времени того же образца после воздействия  $U = 600$  В изображена на рис. 4.2.

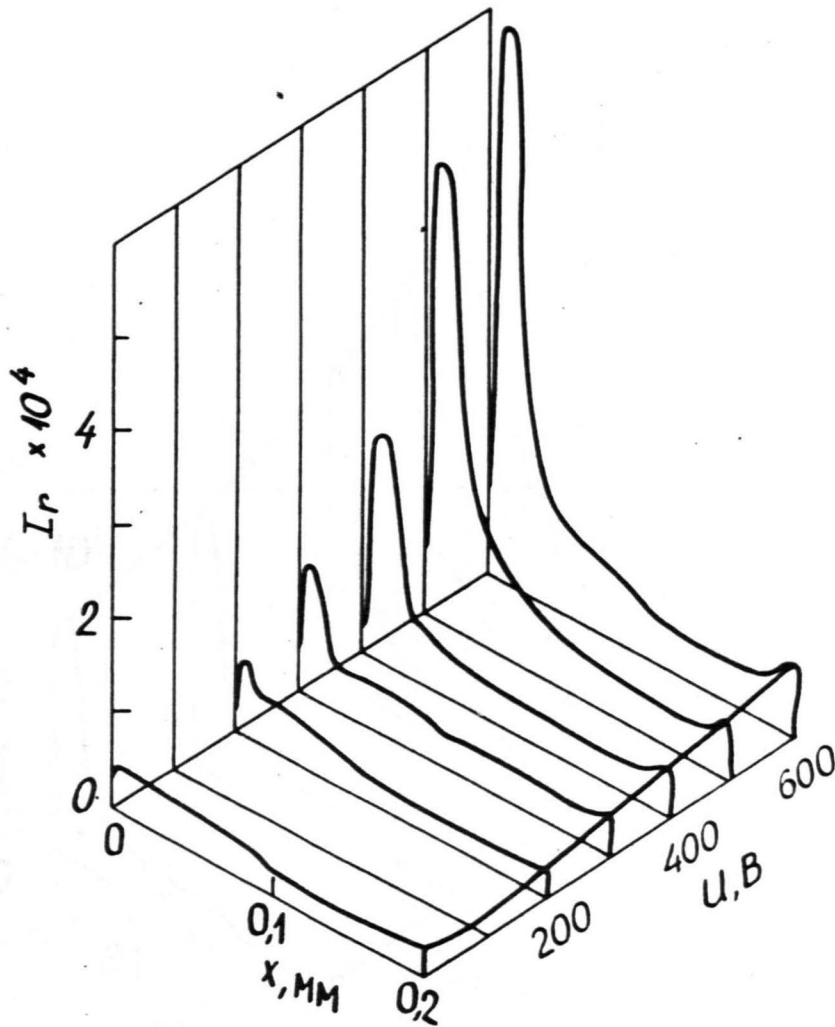


Рис. 4.1. Распределение остаточного светопропускания  $I_p(x)$  в ЦТСЛ-10/65/35 образце через 20 с после воздействия импульса внешнего напряжения различной амплитуды  $U$  длительностью 1 мин;  $x = 0$  соответствует катоду.

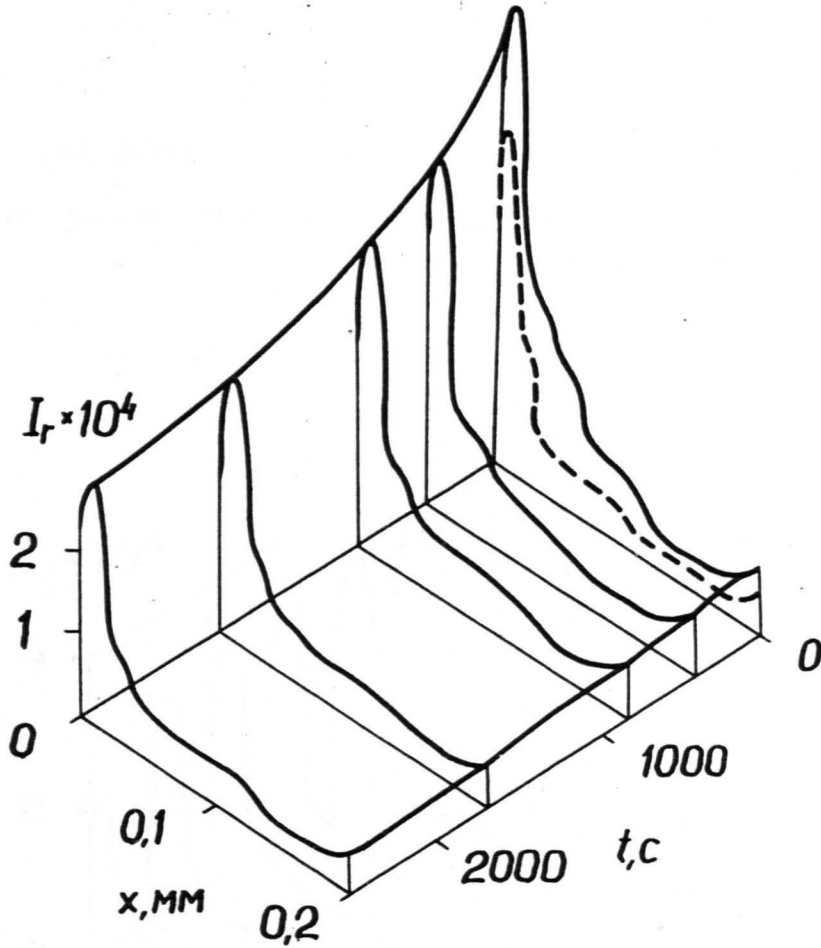


Рис. 4.2. Релаксация распределения остаточного светопропускания  $I_p(x)$  в ЦТСЛ-10/65/35 после воздействия внешнего напряжения  $U = 600$  В в течение 1 мин. Прерывистая линия - распределение после смачивания поверхности образца проводящей жидкостью.

Как видно из указанных рисунков, ОСП имеет наибольшую величину в прикатодной области образца. В остальной части образца ОСП после воздействия внешнего напряжения увеличивается существенно меньше.

Величина ОСП зависит также от времени воздействия управляющего поля  $t_n$ . Как показывает результаты эксперимента, изображенные на рис. 4.3, ОСП существенно возрастает при увеличении времени воздействия внешнего поля до  $t_n = 1$  с. Дальнейшее увеличение длины импульса внешнего поля приводит только к незначительному

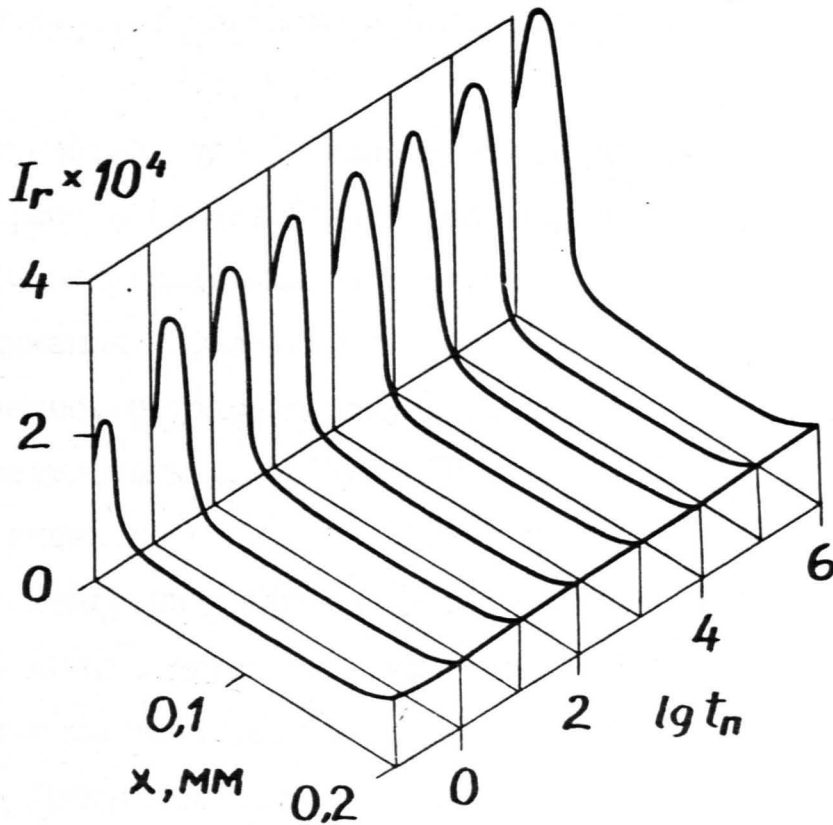


Рис.4.3. Зависимость распределения остаточного светопропускания  $I_r(x)$  от времени приложения  $t_n$  внешнего напряжения  $U = 500$  В для образца ЦТСЛ-10/65/35.

росту ОСП. На основе данных результатов мы для однозначности выбрали время воздействия внешнего напряжения на образец  $t_{\text{н}}$  длительностью 1 мин.

Зависимости ОСП от температуры мы исследовали на образцах ЦТСЛ-8,5/65/35, которые имеют аналогичные с керамикой ЦТСЛ-10/65/35 электрооптические свойства при  $T > 50$  °С. Повышенная проводимость материала в рассмотренном температурном интервале по сравнению с комнатной температурой приводит к ускоренному темновому гашению ОСП и, следовательно, к более точному определению  $I_p$ . Появляется также возможность при повышенной температуре более корректно измерить стационарную величину электропроводности материала, в дальнейшем необходимую для интерпретации результатов.

Как известно, прозрачная сегнетокерамика ЦТСЛ в сегнетоэлектрической фазе обладает "электрооптической памятью", обусловленной остаточными доменными переориентациями (см. раздел 1.2). По мере приближения к фазовому переходу остаточная поляризация и, соответственно, остаточное двупреломление уменьшается. На рис.4.4 показаны результаты измерения ОСП образца ЦТСЛ-8,5/65/35 после наложения внешнего поля 100 и 300 В при разных температурах. После каждого измерения образец отжигался при температуре 150 °С в течение 10 мин. с целью полного гашения ОСП предыдущих измерений.

Увеличение температуры приводит к постепенному переходу от однородной "объемной памяти" в сегнетоэлектрической фазе к неоднородному распределению ОСП в квазисегнетоэлектрической фазе. Повышение температуры в области квазисегнетоэлектрической фазы вызывает уменьшение ОСП, и увеличение скорости релаксации. Уже в [98] указано, что при комнатной температуре в ЦТСЛ-9/65/35 время

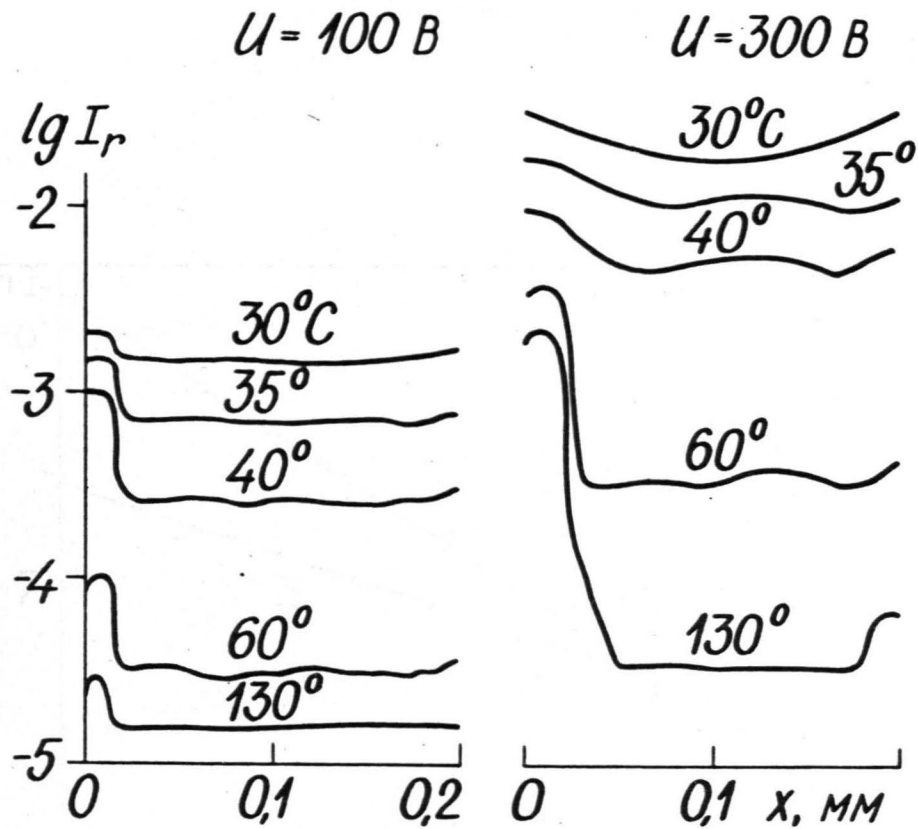


Рис.4.4. Распределение остаточного светопропускания  $I_r(x)$  в образце ЦТСЛ-8,5/65/35 после воздействия импульсов внешнего напряжения длительностью одной минуты и амплитудой 100 В и 300 В при различных температурах.

изчезновения пространственного заряда вблизи электродов приблизительно равно максвелловским временем релаксации.

На рис. 4.5 изображена релаксация максимальной величины ОСП (в прикатодной области) образца ЦТСЛ-8,5/65/35 при температуре 130 °С. Как видно, гашение ОСП до уровня  $\sim 0,4$  от исходного хорошо описывается экспонентой

$$I_p = I_{p0} \exp(-t/\tau_{осп}) \quad (4.1)$$

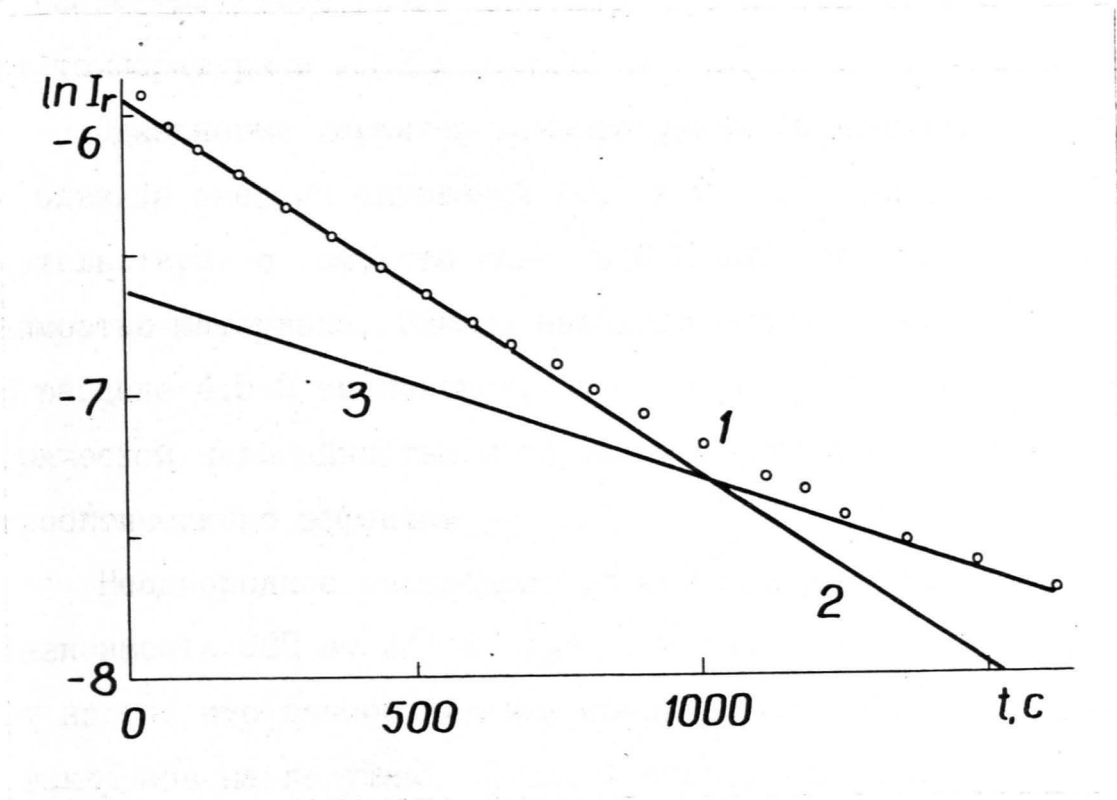


Рис.4.5. Релаксация максимального значения остаточного светопропускания  $I_p$  для ЦТСЛ-8,5/65/35 после приложения импульса с амплитудой 300 В и длительностью 1 мин. при температуре 130 °С (точки 1). Прямая 2 соответствует  $\tau_{осп}$ , а прямая 3 -  $\tau_M/4$ .

Время релаксации  $\tau_{осп}$  мы будем называть временем релаксации основной части ОСП. Эта величина сильно меняется с температурой (рис.4.6). Изменение  $\tau_{осп}$  в температурном интервале от 90 до 145 °С характеризуется энергией активации  $E_a \approx 0,7$  эВ. Для определения  $E_a$  использовано соотношение  $\tau_{осп} = \tau_{осп0} \exp(E_a/kT)$ , где  $k$  - постоянная Больцмана. В тех же координатах изображена зависимость времени максвелловской релаксации от температуры, рассчитанная из измеренного темнового сопротивления  $R$  и емкости  $C_E$  образца. Величина  $C_E$  определялась при частоте 1000 Гц. В рассматриваемой области температур  $C_E$  практически не меняется от температуры и  $R(T) \cdot C_E(T) \sim R(T)$ .

Одинаковый характер температурных зависимостей  $\tau_{осп}$  и  $\tau_M$  и близкая энергия активации (0,7 и 0,6 эВ) обоих процессов свидетельствует о том, что гашение ОСП обусловлено темновой проводимостью материала. Однако необходимо выяснить, почему  $\tau_{осп} < \tau_M$ . В разделе 4.5.2 мы покажем, что это различие объясняется диэлектрической нелинейностью материала и наличием квадратичного электрооптического эффекта.

Неоднородное распределение ОСП (см.рис. 4.1, 4.2, 4.3), зависимость ОСП от  $U$  и  $t_n$ , а также релаксация ОСП указывают на то, что данное явление обусловлено инжекцией и захватом электронов на ловушках. Действительно, напряженность электрического поля вблизи краев планарных электродов исключительно высока [63]. В таком сильном электрическом поле инжекционные процессы являются вполне вероятными [132]. Дальнейшее экспериментальное изучение ОСП посвящено обоснованию высказанного предположения и выявлению характерных параметров инжектированного заряда.

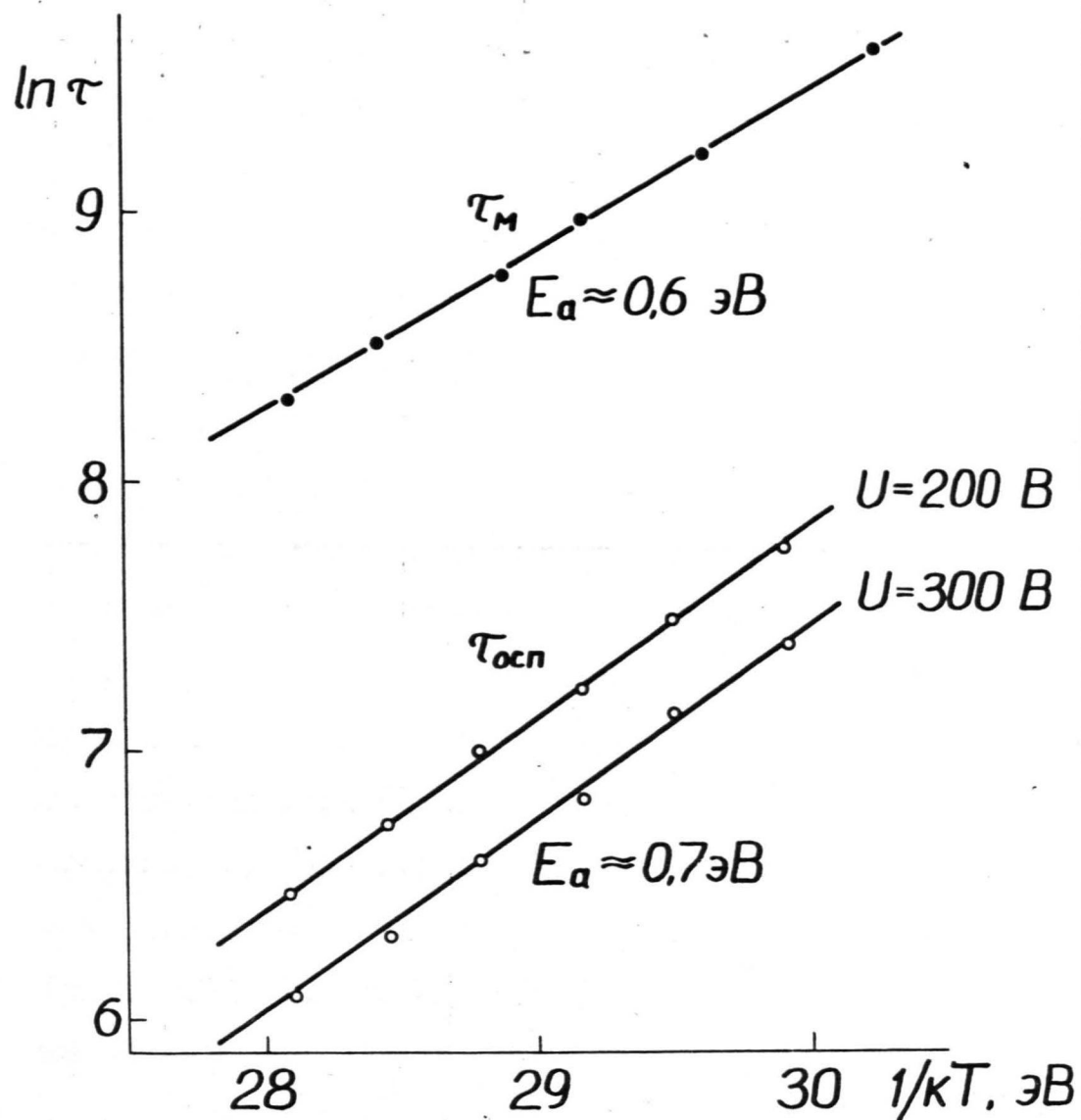


Рис. 4.6. Зависимость времени релаксации остаточного светопропускания  $\tau_{осп}$  и максвелловской времени релаксации  $\tau_M$  от температуры в образце ЦТСП-8,5/65/35.

## 4.2. Исследование оптического гашения остаточного светопропускания

В предыдущем разделе мы рассматривали произвольное гашение ОСП, обусловленное в основном темновой проводимостью материала. ЦТСЛ-керамика, как известно [82,83], обладает фотопроводимостью как в видимой, так в близкой ультрафиолетовой части спектра.

Для исследования особенностей фотогашения ОСП использовалась ПОС, изображенная на рис. 2.4. Численное значение ОСП определялось по методике, описанной в разделе 2.3. По ходу измерений образец, имеющий зазор между электродами шириной 500 мкм, подключился к источнику напряжения ( $U = 1000$  В) в течение одной минуты. После кратковременного (несколько секунд) закорачивания электроды образца подключились к входу электрометра ЭДМ-05 для измерения тока деполяризации. На рис. 4.7, б показана кривая тока деполяризации. Как видно, ток  $I_q$  сильно уменьшается во времени, в то же время величина остаточного светопропускания меняется мало (рис. 4.7, а). Площадь под кривой  $I_q(t)$  равна заряду, протекающему во внешней цепи  $q_E$ . При освещении при  $t = 800$  с в зависимости от длины волны падающего света наблюдается полное или частичное гашение ОСП. Одновременно регистрируется пик на кривой тока деполяризации (рис. 4.7, б). Площадь такого пика равна заряду, протекающему во внешней цепи при освещении образца  $q_c$ . На рис. 4.8 показано, до какого стационарного уровня уменьшается средняя величина ОСП при освещении образца пучком света разной длины волны.

Неполное гашение ОСП в ультрафиолетовой области спектра объясняется увеличением коэффициента поглощения – вследствие этого

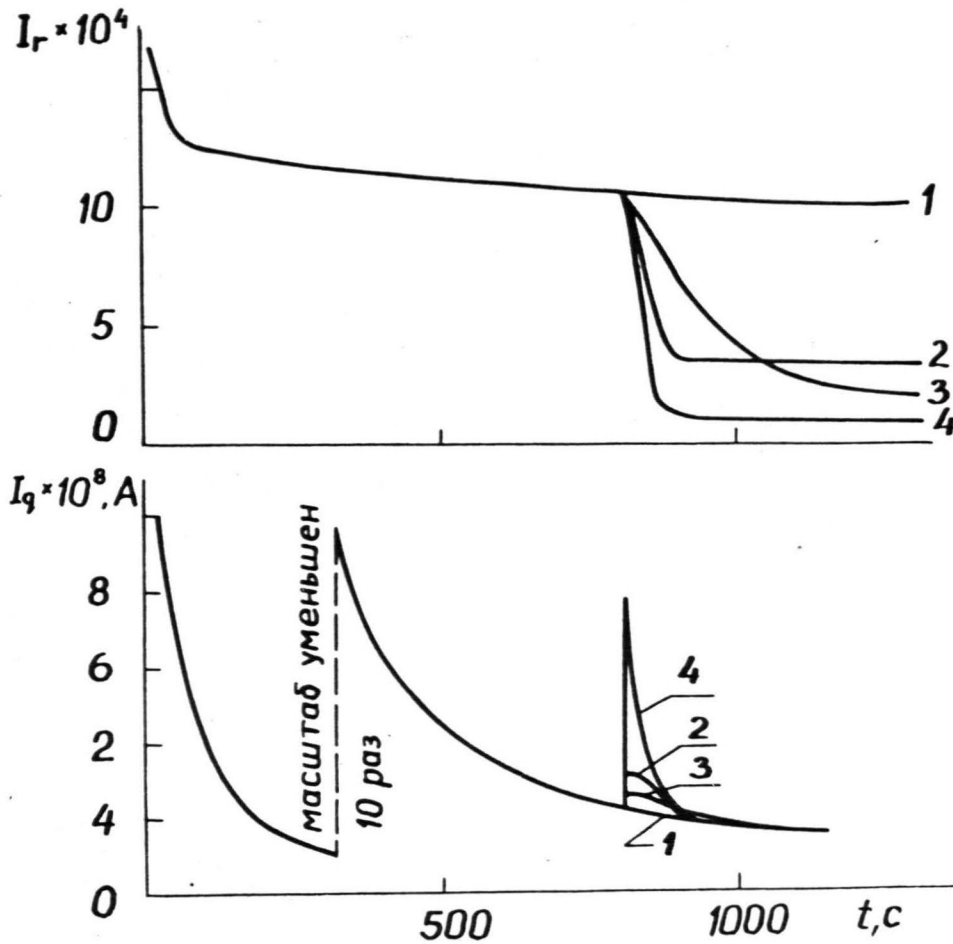


Рис.4.7. Временная зависимость остаточного светопропускания (а) и тока деполяризации (б) в темноте (кривая 1) и при освещении образца в момент времени  $t = 800$  с с  $\lambda = 0,26$  мкм (кривая 2),  $\lambda = 0,4$  мкм (кривая 3),  $\lambda = 0,34$  мкм (кривая 4) для ЦТСЛ-10/65/35.

$t_n = 1$  мин., толщина образца 300 мкм, зазор между электродами 500 мкм,  $U = 1000$  В.

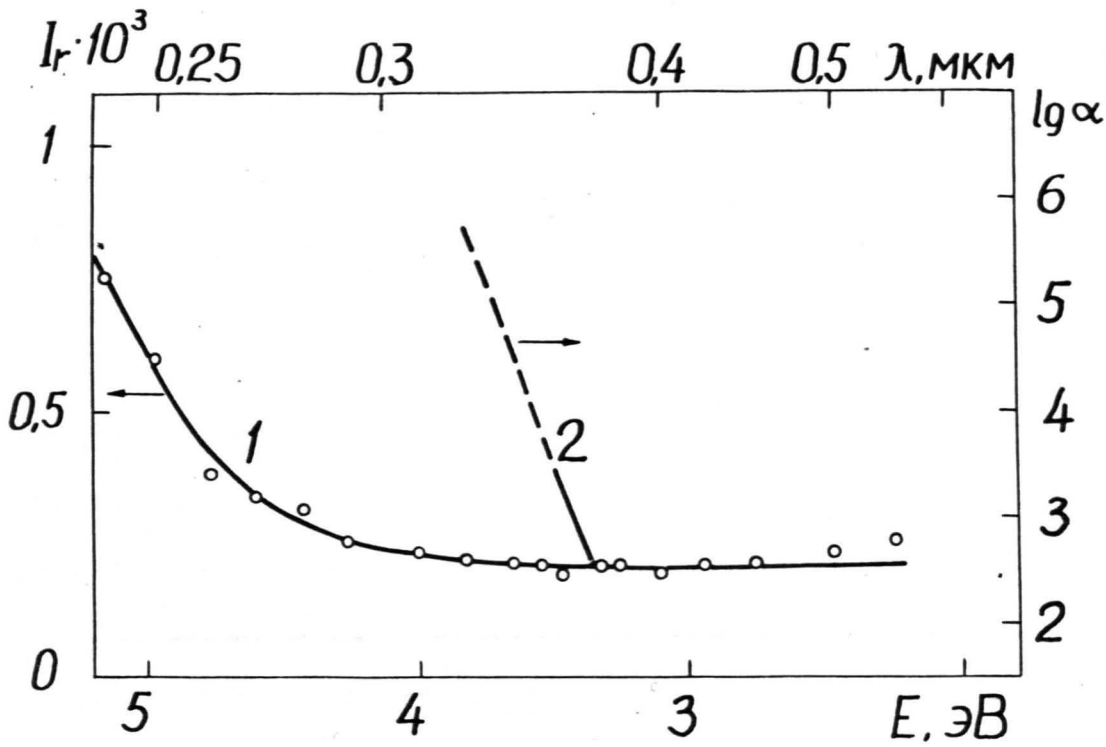


Рис.4.8. Спектральная зависимость уровня оптического гашения остаточного светопропускания  $I_r$  (кривая 1) и коэффициента поглощения  $\alpha$  (кривая 2). Величина остаточного светопропускания до освещения  $I_r = 1,1 \cdot 10^{-3}$ . Состав ЦТСЛ-10/65/35.

Фотоносители возбуждаются только в тонком приповерхностном слое образца, глубина которого меньше глубины локализации инжектированного заряда. Здесь уместно отметить, что смачиванием поверхности образца проводящей жидкостью (этиловым спиртом) ОСП в приэлектродной области уменьшается примерно на  $1/4$  (см.рис. 4.2) и гасится полностью в остальной части образца. Аналогичные результаты имеют место при гашении ОСП освещением образца с  $\lambda = 0,24-0,25$  мкм, поглощенном в тонком приповерхностном слое.

Далее, на основе приведенных экспериментальных данных проследим, в какой мере оптическое гашение ОСП обусловлено фотопроводимостью. Оптическое гашение ОСП объясняется фотоионизацией захваченного заряда или экранированием этого заряда фототоком [133]. Во втором случае, если образец однородный гашение должно характеризоваться максвелловским временем релаксации:

$$\tau_M = \varepsilon \cdot \rho_\phi = R_\phi \cdot C_E, \quad (4.2)$$

где  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость,  $\rho_\phi$  - удельное фотосопротивление,  $R_\phi$  - фотосопротивление.

На рис. 4.9 показана зависимость времени полугашения ОСП от фотосопротивления  $R_\phi$  (временем полугашения ОСП мы называем интервал времени, в течение которого ОСП, индуцированная внешним напряжением, уменьшается на половину). Прямая линия на этом рисунке соответствует

$$\tau_M \approx 6,7 \cdot \tau_{осп} \quad (4.3)$$

Расчет емкости, учитывая выражения (4.1) и (4.2) дает  $C_E \approx 60 \text{ пФ}$ . Емкость образца равна  $\sim 100 \text{ пФ}$ . при  $E = 0$  на частоте 1 кГц. Несоответствие обоих результатов по видимому можно объяснить уменьшением диэлектрической проницаемости в поле инжектированного заряда. Отклонение экспериментальных точек от прямой на рис. 4.9 при уменьшении  $\lambda$  обусловлено увеличением коэффициента поглощения.

На рис. 4.10 отражена аналогичная рис. 4.9 зависимость в ультрафиолетовой области спектра. Измеренная величина  $\tau_{осп}$  в среднем 400 раз меньше, чем рассчитанная по выражению (4.2). Объясняется это увеличением локальной приповерхностной проводимости из-за сильного поглощения. Линейные зависимости на рис. 4.9 и 4.10 подтверждают предположение о том, что оптическое гашение ОСП непосредственно обусловлено фотопроводимостью материала.

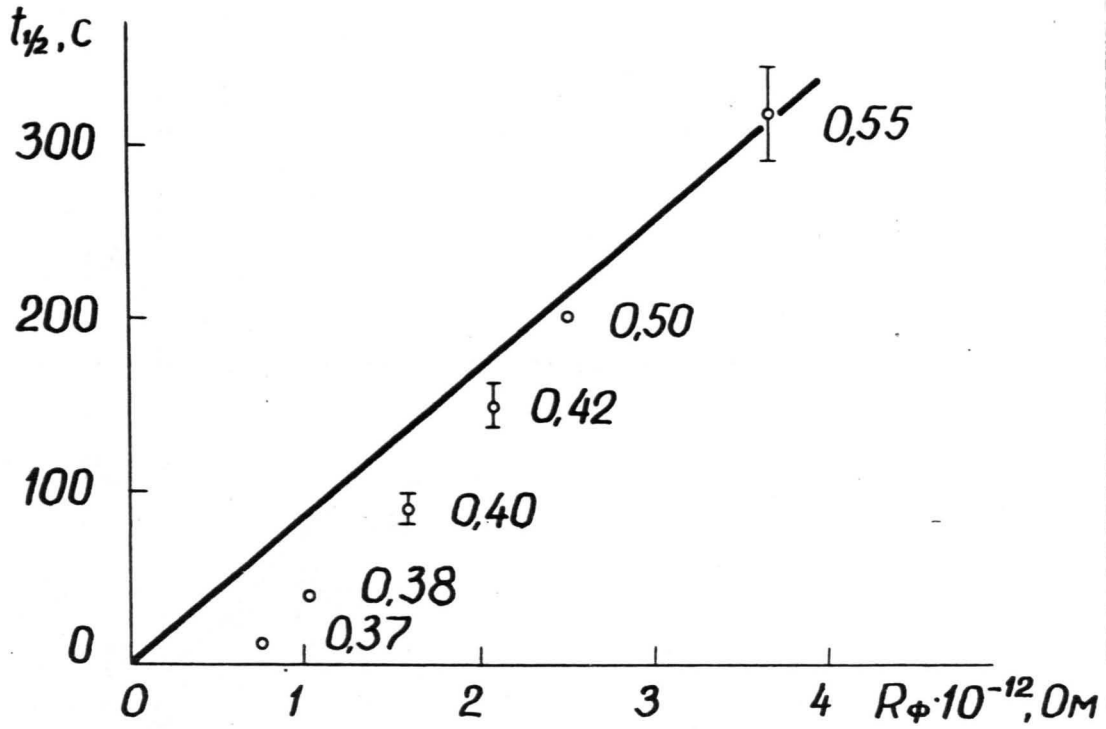


Рис. 4.9. Зависимость времени полугашения остаточного светопропускания  $t_{1/2}$  от фотосопротивления образца  $R_{\phi}$  для ЦТСЛ-10/65/35. Цифры у точек - длина волны освещающего света в мкм.

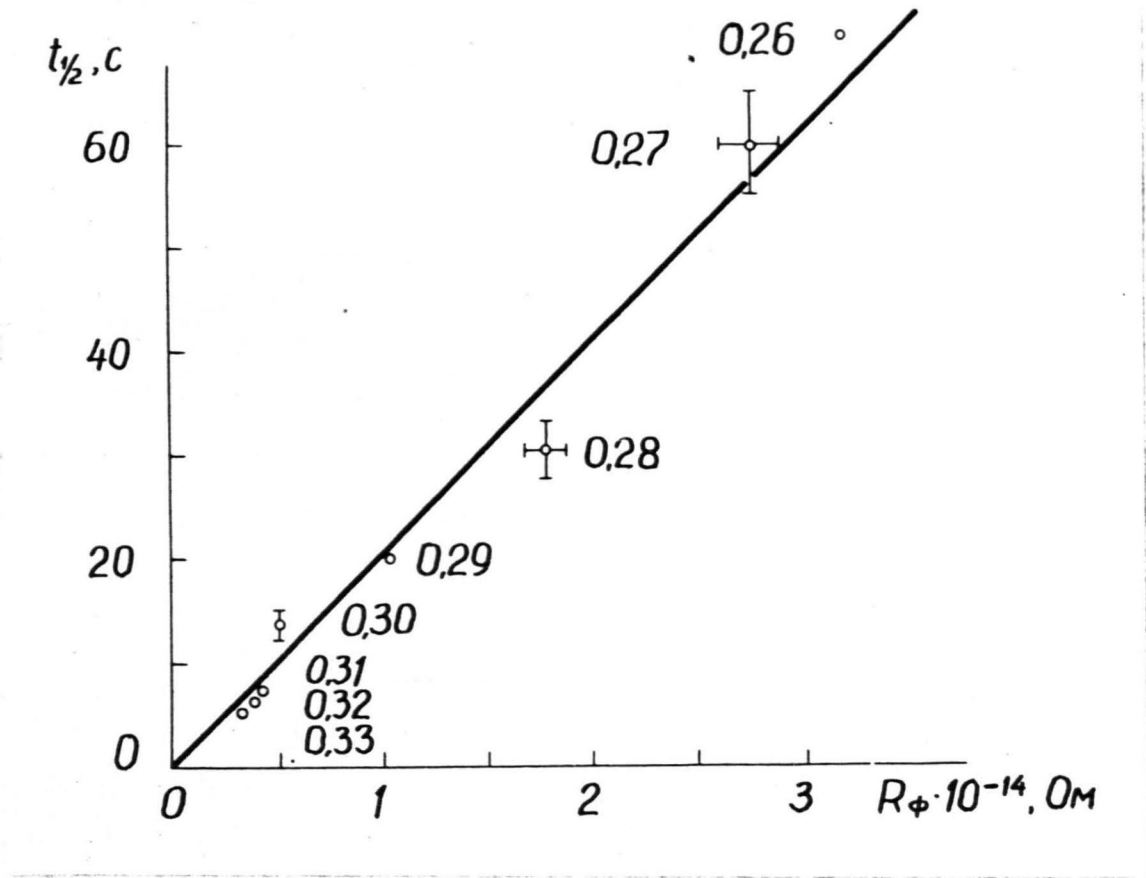


Рис. 4.10. Зависимость времени полугашения остаточного светопропускания  $t_{1/2}$  от фотосопротивления образца  $R_{\phi}$  для ЦТСЛ-10/65/35. Цифры у точек - длина волны освещающего света в мкм.

Обсудим результаты измерения спектральной зависимости тока, проходящего во внешней цепи образца при оптическом гашении ОСП с учетом закона взаимозаместимости [134] .

В видимой области спектра заряд  $q_c$  имеет значение  $2,5 \cdot 10^{-4}$  мкКл и мало меняется от энергии фотонов (рис. 4.II).

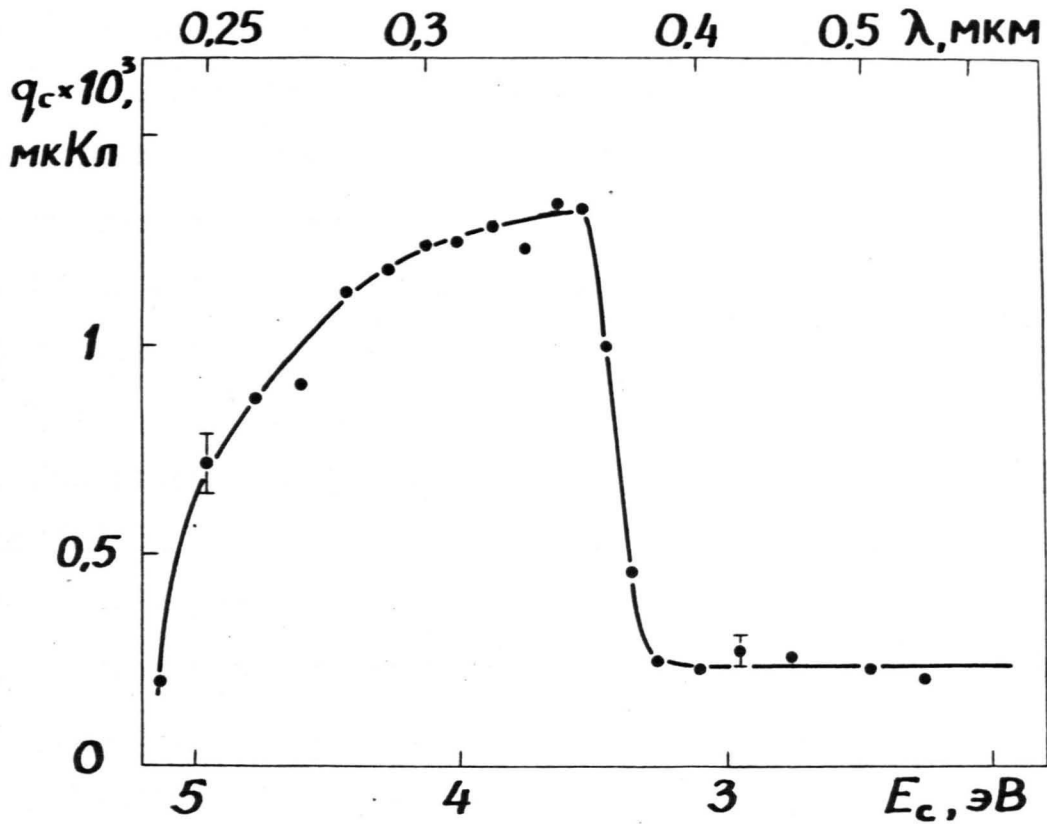


Рис. 4.II. Спектральная зависимость регистрируемого заряда  $q_c$  при оптическом гашении остаточного светопропускания для ЦТСЛ-10/65/35.

В области края поглощения величина  $q_c$  существенно увеличивается. Дальнейший рост энергии фотонов приводит к постепенному снижению  $q_c$  (рис. 4.II). Такое сложное поведение кривой  $q_c(E_c)$  попробуем объяснить в рамках теории электретного состояния.

Сначала приведем результаты ряда измерений, необходимых для качественной оценки взаимодействия освещения с образцами ЦТСЛ после кратковременного наложения внешнего напряжения.

1. Заряд  $q_c$  регистрируемый во внешней цепи при освещении практически не зависит от интервала времени  $t$  проходящего от момента закорачивания электродов ( $t$  менялся от 50 до 1000 с) до момента освещения.

2. Увеличение  $U$  от 500 до 1200 В (при  $t_n = 15$  с) привело к трехкратному увеличению  $q_c$ : величина  $q_E$  в то же время увеличивалась  $\sim 4,5$  раза.

3. При изменении времени наложения внешнего напряжения с амплитудой 1200 В от 1 до 100 с величина  $q_c$  практически не меняется, в то же время  $q_E$  увеличивается 6 раз.

4. После полного гашения ОСП фотонами с энергией  $E_c \approx 3,54$  эВ получаем заряд в измерительной цепи  $q_{c1}(3,54)$  и ток во внешней цепи не наблюдается при повторном освещении образца в видимой области спектра ( $E_c \approx 3,1$  эВ).

5. После полного гашения ОСП светом с энергией  $E_c \approx 3,1$  эВ получаем заряд  $q_c(3,1)$  и повторное освещение светом с энергией  $E_c \approx 3,54$  эВ приводит к протеканию некоторого заряда  $q_{c2}(3,54)$  в измерительной цепи. При этом

$$q_{c1}(3,54) > q_c(3,1) > q_{c2}(3,54).$$

Наличие заряда  $q_{c2}$  мы объясняем эффектом Дембера.

С точки зрения теории электретов [135, 136] перераспреде-

ленный заряд, вызывающий электрический дипольный момент образца, разделяют на гомозаряд и гетерозаряд. Гомозаряд возникает только за счет переноса носителей заряда из вне в диэлектрик (инжекция) и локализации их на ловушках. Гетерозаряд, в свою очередь, связан с остаточной поляризацией дипольного происхождения или смещением и закреплением заряда в пределах диэлектрика. Гетерозаряд, как правило, освобождается во внутренней цепи образца [135]. Гомозаряд в свою очередь может освобождаться как во внутренней, так и во внешней цепи, в зависимости от распределения заряда и проводимости образца.

Результаты, указанные в п.п. 1-5 указывают, что величины  $q_c$  и  $q_E$  обусловлены различными, почти независимыми механизмами освобождения заряда. Мы предполагаем, что  $q_E$  определяется релаксацией гетерозлектроета во внутренней цепи образца, а  $q_c$  - релаксацией гомозлектроета инжектированных электронов, обуславливающих ОСП. Последний вывод подтверждается также данными рис.4.7. При анализе экспериментальных данных мы будем пренебрегать взаимодействием гомо- и гетерозаряда.

Если инжектированный заряд захвачен на ловушках, он может освобождаться термически или нейтрализоваться из-за проводимости материала. Если термическое освобождение заряда маловероятно (заряд локализован на глубоких ловушках), релаксация инжектированного заряда определяется в основном собственной проводимостью материала. Это теоретически рассмотрено Борисовой и др. [94,95]. В более простом случае эта модель сводится к анализу трехслойной структуры диэлектрика с отличающимися удельными сопротивлениями и диэлектрическими проницаемостями. К сожалению, в этой модели не учтена диэлектрическая нелинейность материала, что для сегне-

тоэлектриков существенно. Таким образом использование моделей [94, 95] для нами выбранного случая не представляется возможным.

Для качественного объяснения кривой  $q_c(E_c)$  и определения параметров инжектированного заряда рассмотрим эквивалентную схему образца после воздействия импульса внешнего поля (рис. 4.12). В этой схеме символами  $C_M$ ,  $R_M$  и  $C_V$ ,  $R_V$  обозначена емкость и сопротивление между местом локализации инжектированного заряда и катодом и анодом, соответственно. Таким образом инжектированный заряд будет суммарным зарядом на конденсаторах  $C_M$  и  $C_V$ . Ток в такой цепи описывается системой уравнений [137]:

$$U_0 - \frac{1}{C_M(q_0)} \int_0^t I_{CM}(t) dt = I_{RM}(t) R_M$$

$$U_0 - \frac{1}{C_V} \int_0^t I_{CV}(t) dt = I_{RV}(t) R_V$$

(4.4)

$$I_{RM} \cdot R_M = I_{RV}(t) \cdot R_V$$

$$I_E = I_{RM} + I_{CM} = I_{RV} + I_{CV} \quad ,$$

где начальное напряжение на конденсаторах  $U_0 = \frac{q_0 C_M(q_0) C_V}{C_M(q_0) + C_V}$ ,  
 $q_0$  - инжектированный заряд.

Такая система уравнений описывает измеряемый ток  $I_E$  в зависимости от освещения (меняется  $R_M$  и  $R_V$ ), учитывая одновременное с уменьшением заряда на конденсаторах увеличение  $C_M$  из-за диэлектрической нелинейности материала. Систему уравнений не удается решить аналитически, поэтому, используя эквивалентную схему образца, оценим ряд свойств измеряемого тока и заряда, далее необходимых для интерпретации результатов. Если образец однород-

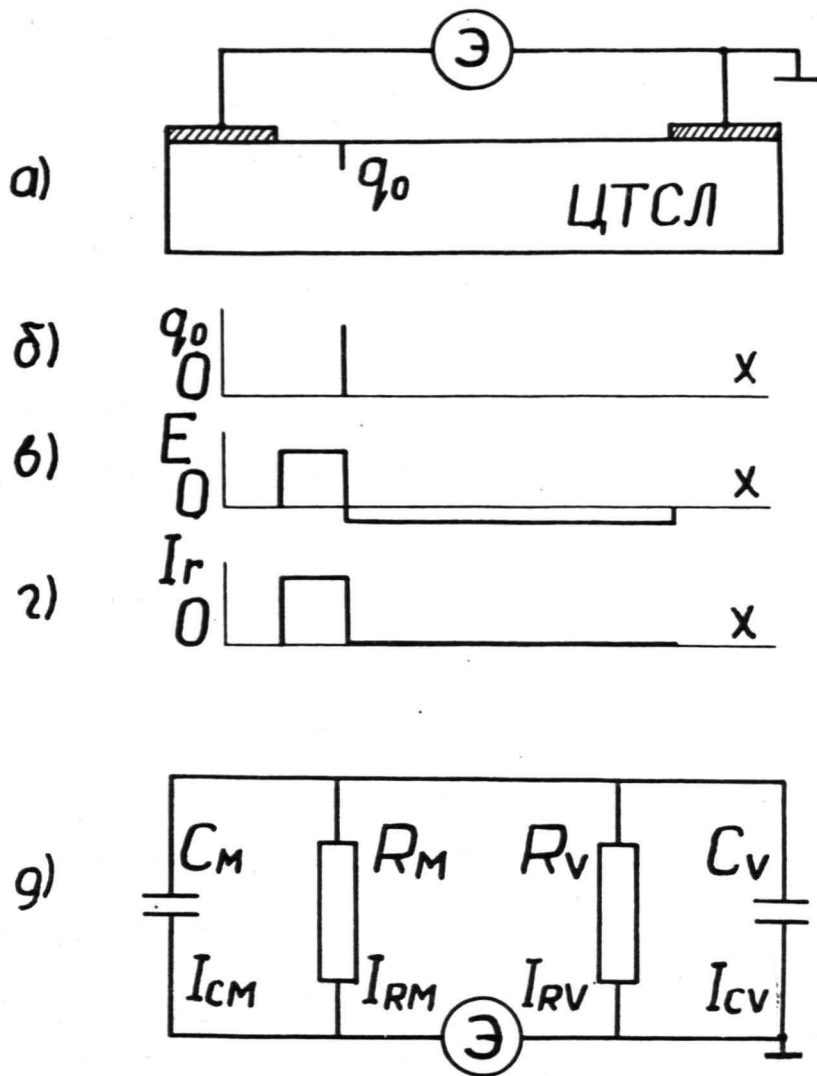


Рис.4.12. Модель образца (а), распределение инжектированного заряда (б), электрического поля (в), остаточного светопропускания (г) и эквивалентная схема образца (д).

$C_M, C_V$  - емкости между инжектированным зарядом и катодом и анодом, соответственно;  $R_M, R_V$  - сопротивления между инжектированным зарядом и катодом и анодом, соответственно;  $\mathcal{E}$  - электромметр,  $q_0$  - инжектированный заряд.

ный, его максвелловское время релаксации  $\tau_M$  не зависит от координаты и

$$\tau_M = R_M C_M = R_V C_V .$$

Заряд от  $C_M$  разряжается через  $R_M$ , а заряд  $C_V$  — через  $R_V$  и в измерительной цепи ток не проходит. Если из-за диэлектрической нелинейности материала  $C_M R_M < C_V R_V$  то через  $R_M$  разряжается часть заряда из  $C_V$  и электрометр регистрирует этот ток. Однако, так как  $C_M > C_V$ , измеряемый заряд  $q_c < \frac{C_V}{C_V + C_M} q_0$ .

Рассмотренный случай соответствует как темновому гашению ОСП, так и гашению слабо поглощающимся светом (при освещении не меняется соотношение  $R_M/R_V$ ).

При освещении образца светом, который поглощается в тонком приповерхностном слое, уменьшается соотношение  $R_M/R_V$ , следовательно дополнительная часть заряда от  $C_V$  разряжается через  $R_M$  и одновременно регистрируется электрометром. Таким образом уменьшение длины волны света оптического гашения должно привести к увеличению  $q_c(E_c)$  в случае, когда коэффициент поглощения  $\alpha$  возрос настолько, чтобы для инжектированных электронов изменилось соотношение  $R_M/R_V$ . Это соотношение будет меняться от  $E_c$  до тех пор, пока глубина поглощения света будет равна глубине локализации инжектированного заряда. Дальнейший рост  $E_c$  должен привести к уменьшению  $q_c$  из-за поглощения света в слое, который тоньше глубины локализации инжектированного заряда.

Экспериментально полученная зависимость  $q_c(E_c)$  (рис.4.II) полностью соответствует приведенными выше рассуждениями и, следовательно, достоверным становится предположение о том, что остаточное светопропускание в ЦТСЛ обусловлено электрическим полем между инжектированными захваченными носителями и электродами.

### 4.3. Некоторые факторы, определяющие дополнительное увеличение остаточного светопропускания

С целью выявления некоторых внешних причин, приводящих к возрастанию ОСП, проводилось ряд экспериментов с образцами со специально обработанной поверхностью или размытыми краями электродов (см. рис. 2.1-в).

Исследование образцов с размытыми краями электродов выявило существенное увеличение ОСП по сравнению с образцами с острыми краями электродов (рис. 4.13).

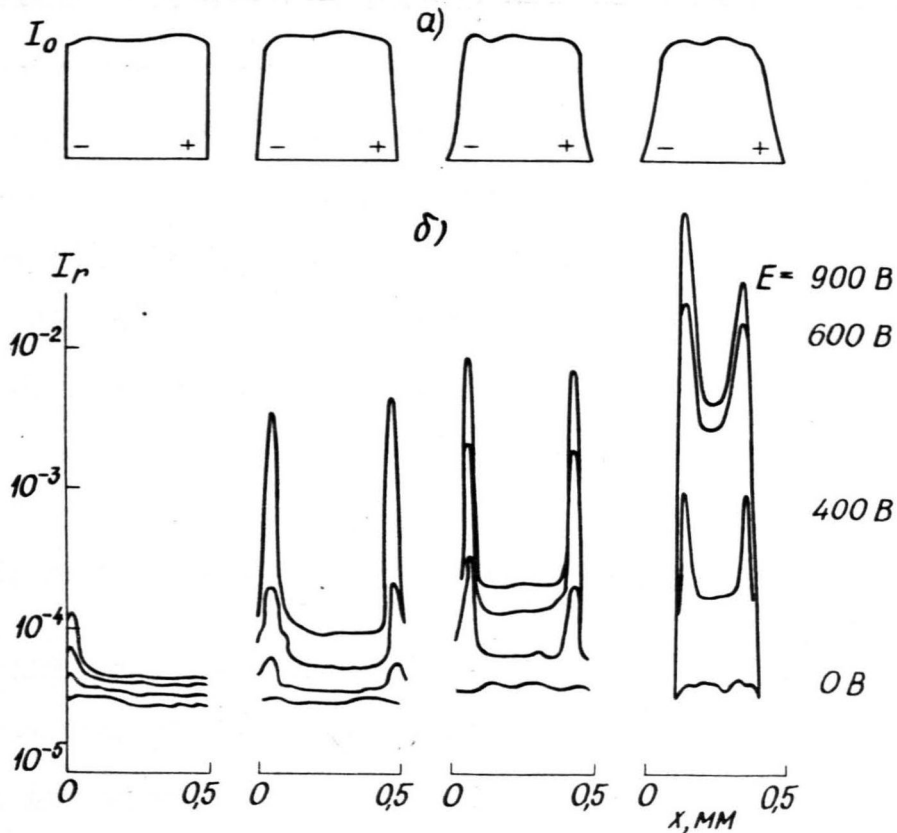


Рис. 4.13. Распределение светопропускания  $I_0(x)$  в образцах ЦТСЛ-10/65/35 с размытыми краями электродов (а) и остаточного светопропускания  $I_r(x)$  (б) после воздействия внешнего напряжения с различной амплитудой в течение 1 мин.

Проводящая жидкость, нанесенная после образования ОСП на поверхность образца, экранирует накопленные заряды. Степень экранирования зависит от взаимного расположения между образующим ОСП и экранирующими зарядами.

Смачивание поверхности образцов, имеющих дополнительное ОСП, проводящей жидкостью (спиртом) приводит практически к полному гашению увеличенного значения ОСП. Данный эксперимент подтверждает, что дополнительное накопление заряда происходит на поверхности образца при воздействии внешнего электрического поля. Мы объясняем увеличение ОСП в рассмотренных случаях накоплением заряда на проводящих островках на поверхности материала (релаксация Максвелла-Вагнера) [108]. Изменение ОСП образцов с острыми краями электродов после смачивания (уменьшение ОСП на  $\sim 1/4$  в прикатодной области и полное гашение в остальной части образца, (см.рис. 4.2), указывает, что основная часть заряда в этом практически более важном в свою очередь случае накапливается в объеме образца (см. также разделы 4.2, 4.5).

#### 4.4. Исследование реверсивной нелинейности в керамике ЦТСЛ

В предыдущих разделах 4.1. и 4.2 возможной причиной отличия времени гашения ОСП и максвелловского времени релаксации была упомянута диэлектрическая нелинейность керамики ЦТСЛ. Поскольку в литературе отсутствуют подробные данные, нами были проведены исследования реверсивной нелинейности в керамике ЦТСЛ-Х/65/35, где Х от 6 до 13 ат.% [138]. Образцы и электроды имели форму, отображенную на рис. 2.1 -г. Использовалась методика, описанная в разделе 2.4.

Исследование реверсивной диэлектрической проницаемости при комнатной температуре выявило следующие основные закономерности. Для составов, обладающих "памятью" ( $X \leq 8$ ), кривая  $\epsilon(E)$  проходит через максимум в области коэрцитивных полей и имеет гистерезисный характер (рис. 4.14, а). У составов с  $X = 9$  значение коэрцитивного поля уменьшается, и гистерезис исчезает (рис. 4.14б). У составов с  $X \geq 10$  зависимость  $\epsilon(E)$  приобретает характер, изображенный на рис. 4.14-в.

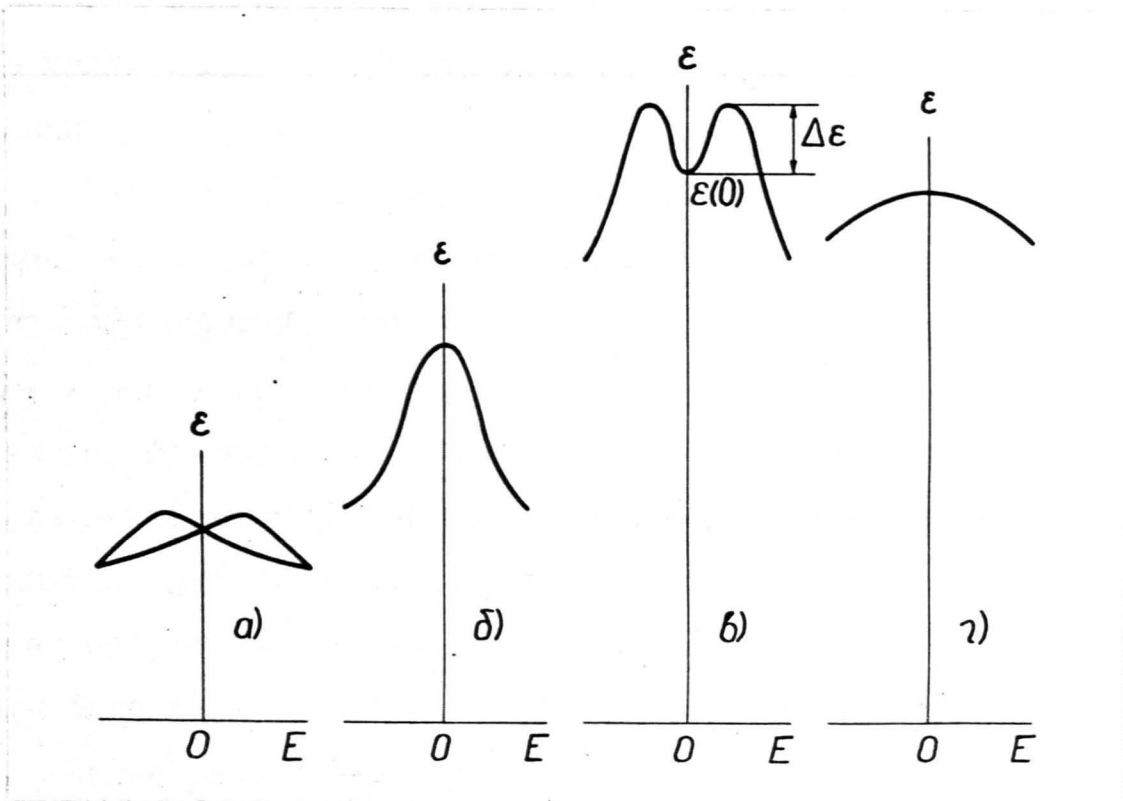


Рис. 4.14. Схематическое изображение различных видов зависимости  $\epsilon(E)$ , наблюдаемых в керамике ЦТСЛ.

Температурные исследования состава ЦТСЛ-8/65/35 показали, что при повышении температуры, характер зависимости  $\varepsilon(E)$  последовательно меняется, проходя этапы а, б, в и г согласно схеме, показанной на рис. 4.14. Отметим, что такие же изменения зависимости  $\varepsilon(E)$  с температурой имеют место и у составов с  $X = 7-13$  (как мелкозернистой, так и крупнозернистой керамики). Поэтому далее в основном ограничимся рассмотрением результатов, полученных на одном из составов ЦТСЛ, а именно 8/65/35.

На рис. 4.15 представлены данные о мелкозернистой керамике ЦТСЛ-8/65/35. На температурных зависимостях приведенных параметров можно выделить три области, не имеющие однако очень четких границ.

В области I материал обладает остаточной спонтанной поляризацией. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  для термически деполаризованного образца ниже, чем для поляризованного образца. Наблюдается дисперсия диэлектрической проницаемости как для поляризованного, так и для деполаризованного образца. Зависимость  $\varepsilon(E)$  после нескольких циклов переполяризации имеет характер, изображенный на рис. 4.14 а. Полученные результаты можно объяснить ориентационными процессами доменов во внешнем поле. Подобные эффекты наблюдались и в керамике ЦТС [139].

Далее рассмотрим переход из температурной области I в область II. Он характеризуется резким спадом остаточной поляризации — разрушением спонтанно поляризованного состояния предварительно поляризованной керамики. Согласно литературным данным, этот процесс сопровождается пиком диэлектрических потерь [10, 65], небольшим дополнительным максимумом на кривой  $\varepsilon(T)$  [10, 65] и является эндотермическим [71]. Соответствующая температура в ра-

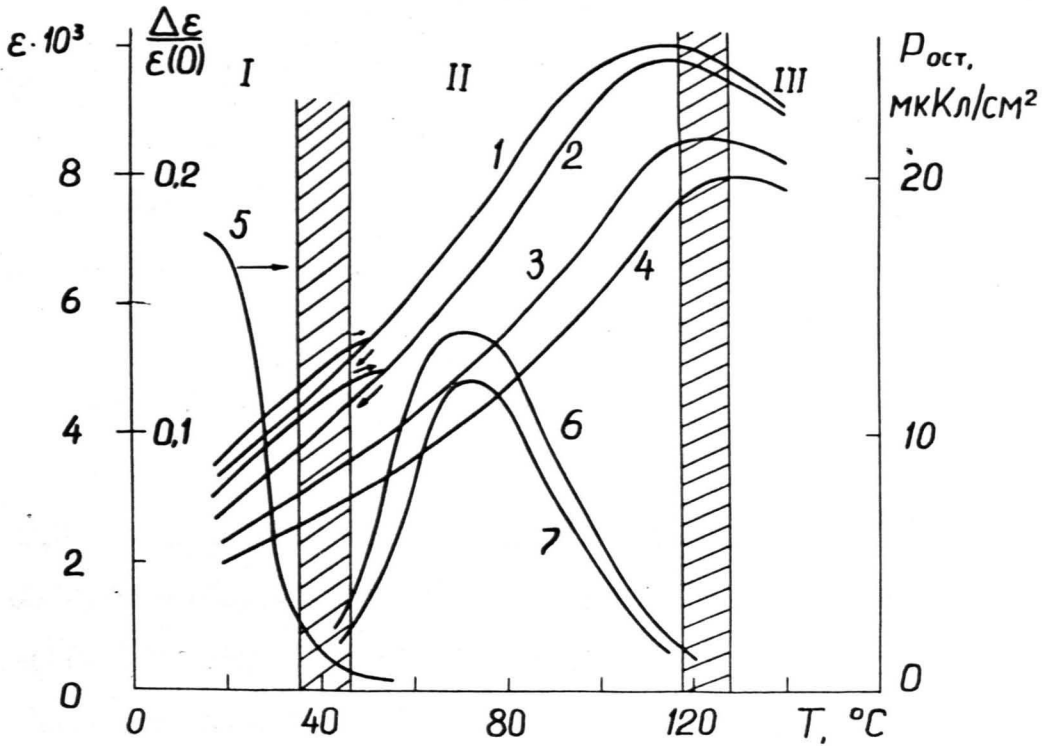


Рис. 4.15. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon(T)$  на частоте 1 кГц (кривая 1) и 100 кГц (кривая 2), реверсивной диэлектрической проницаемости на частоте 1 кГц при внешнем электрическом поле  $20 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (кривая 3) и  $30 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  (кривая 4), остаточной поляризации  $P_{ост}$  (кривая 5), относительного прироста реверсивной диэлектрической проницаемости на частоте 1 кГц (кривая 6) и 100 кГц (кривая 7) для керамики ЦТСЛ-8/65/35.

боте [70] обозначается  $T_f$ . Наши исследования показали, что форма кривой  $\epsilon(T)$  вблизи температуры  $T_f$  зависит от скорости нагрева и предыстории внешних воздействий. Термически деполяризованный материал на зависимости  $\epsilon(T)$  в области  $T_f$  аномалий не имеет. Для поляризованной керамики при скорости нагрева больше  $2 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{мин}^{-1}$  имеет место указанный максимум, однако если скорость нагрева меньше  $0,3 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{мин}^{-1}$ , то наблюдается только небольшой излом кривой  $\epsilon(T)$  (рис. 4.15). Уместно отметить, что согласно работе [10], в окрестности температуры  $T_f$  в керамике ЦТСЛ-9/65/35 наблюдаются релаксационные процессы с характерным временем релаксации  $\sim 10$  с. В нашем случае зависимость  $\epsilon(E)$  вблизи  $T_f$  принимает вид, изображенный на рис. 4.14 б. Видимо, из-за уменьшения коэрцитивного поля переориентации направления поляризации происходит при небольших значениях  $E$ . Ход кривой  $\epsilon(E)$  в основном обусловлен уменьшением вклада движения доменных стенок и насыщением индуцированной поляризации. На релаксационных явлениях мы остановимся ниже.

Температурная область II, включающая и температуру максимума диэлектрической проницаемости  $\epsilon(T)$ , характеризуется тем, что практически отсутствует остаточная поляризация. Дисперсия в области частот  $20\text{--}2\cdot 10^5$  Гц сохраняется. Зависимость  $\epsilon(E)$  приобретает вид, изображенный на рис. 4.14 в.

В температурной области II находится также состав ЦТСЛ-10/65/35 при комнатной температуре. Максимум кривой  $\epsilon(E)$  достигается при  $E \approx 5$  кВ/см. Дальнейшее увеличение  $E$  сопровождается уменьшением  $\epsilon$  на  $\sim 20\%$  при  $E = 20$  кВ/см и на  $\sim 30\%$  при 30 кВ/см.

Отметим, что подобное поведение  $\epsilon(E)$  наблюдается и в анти-

сегнетоэлектриках [140]. Однако результаты работ [71, 141] показывают, что квазисегнетоэлектрическая фаза является кубической, поэтому гипотеза об антисегнетоэлектрическом фазовом переходе при  $T_f$  становится несостоятельной. Нам представляется, что поведение  $\epsilon(E)$  объясняется постепенным индуцированием под действием внешнего поля сегнетоэлектрического состояния в отдельных микрообластях. Движение границ этих полярных областей в измерительном поле приводит к нарастанию  $\epsilon$ . Можно предполагать, что увеличение смещающего поля увеличивает число полярных областей и вместе с тем, площадь их границ. Далее происходит их слияние и уменьшение общей площади.

В области III отсутствует остаточная спонтанная поляризация — материал становится обычным параэлектриком. Исчезает дисперсия в области частот  $20-2 \cdot 10^5$  Гц. Смещающее поле приводит к уменьшению  $\epsilon$  (рис. 4.14, г), что объясняется насыщением индуцированной поляризации.

Нами исследовалась также зависимость реверсивной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от напряженности измерительного поля. Обнаружено, что в температурной области II увеличение измерительного поля от 0,1 до 1000 В·см<sup>-1</sup> при частоте 1 кГц и значениях смещающего поля менее 70 кВ·см<sup>-1</sup> приводит к относительному увеличению  $\epsilon$  до 5%. Это подтверждает предположение о вкладе механизма движения границ полярных областей в реверсивную диэлектрическую проницаемость.

Вклад движения доменов в реверсивную проницаемость можно в некоторой степени охарактеризовать относительным приростом  $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon(0)}$  (см. пояснения на рис. 4.14, в) Температурные и частотные зависимости этой характеристики приведены на рис. 4.15 (измеритель-

ное поле  $100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ). Максимум кривой находится при температуре  $\sim 30^\circ \text{C}$  выше  $T_f$ . Следует отметить значительную дисперсию приведенной характеристики.

Далее остановимся на некоторых результатах исследования релаксационных процессов, наблюдаемых при скачкообразных изменениях смещающего поля. В температурной области I при изменениях поля в сторону увеличения вблизи максимума на кривой  $\varepsilon(E)$  (рис. 4.14, а) наблюдается релаксационные процессы, приводящие к "всплеску" значения  $\varepsilon$  с последующим уменьшением во времени. Время релаксации процессов имеет порядок 100 с. Результаты можно объяснить переориентацией доменов, во время которой доменные стенки становятся относительно "свободными", и их движение в измерительном поле дает дополнительный вклад в  $\varepsilon$ . Подобные эффекты наблюдались в керамике ЦТС [139].

Более сложная картина имеет место в температурной области II. Релаксационные процессы, влияющие на реверсивную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon$ , наблюдаются в области максимумов кривых  $\varepsilon(E)$  (рис. 4.14, в). Дальнейшее увеличение смещающего поля вызывает резкое уменьшение времени релаксации. В начале области II время релаксации имеет порядок  $\tau \sim 100$  с, но с повышением температуры оно уменьшается и в области III достигает  $\tau \sim 1$  с.

Релаксационные процессы могут быть вызваны несколькими физическими механизмами. Рассмотрим некоторые из них.

Во-первых, это могут быть доменные переориентации, однако такой физический механизм релаксации маловероятен. Действительно, исследование двупреломления показало, что в температурной области II без смещающего поля материал оптически изотропный. В отдельных зернах керамики смещающее поле индуцирует сегнетоэлектрическое

состояние в наиболее благоприятных направлениях, однако переориентации образовавшихся доменов в измерительном поле маловероятны.

Во-вторых, возможен механизм межслойной поляризации. Темновое сопротивление керамики ЦТСЛ-8/65/35, изготовленной в нашей лаборатории при  $20^{\circ}\text{C}$  равно  $3 \cdot 10^{13}$  Ом·см. Учитывая, что с температурой темновое сопротивление понижается, а  $\epsilon$  имеет порядок  $10^3$ , получаем время релаксации пространственного заряда в температурной области  $\tau \sim 10^4$  с. Таким образом расчетное время релаксации пространственного заряда и процессов, установленных экспериментально, близки. В то же время при помощи механизма межслойной поляризации трудно объяснить резкое уменьшение времени релаксации (от  $\tau \sim 100$  с до  $\tau \sim 1$  с) при увеличении смещающего поля выше значения, соответствующего максимуму на кривой (рис. 4.14, в).

Наконец, сам процесс индуцирования сегнетоэлектрического состояния под действием смещающего поля может иметь релаксационный характер, при этом время релаксации имеет значительную температурную зависимость.

#### 4.5. Механизм образования остаточного двупреломления

В разделе 4.2 было качественно показано, что в керамике ЦТСЛ остаточное светопропускание действительно обусловлено инжектированным гомозарядом и гашение этого заряда удовлетворительно можно описывать, используя эквивалентную схему, изображенную на рис. 4.12. В настоящем разделе на основе уже приведенных экспериментальных данных более подробно опишем особенности инжекти-

рованного и локализованного заряда.

#### 4.5.1. Оценки геометрической глубины локализации инжектированного заряда

Экспериментальная зависимость  $q_c(E_c)$  имеет максимальное значение при  $E_c \approx 3,54$  эВ (см. рис. 4.11). В разделе 4.2 было показано, что в таком случае фотопроводимость существенна в приповерхностной области до глубины образца, равной глубине локализации инжектированного заряда  $z_q$ . Дальнейшее увеличение  $E_c$  приводит к постепенному уменьшению уровня гашения ОСП из-за полного поглощения света в слое, тоньше  $z_q$  (см. рис. 4.11). Как показано на рис. 4.8 при  $E_c = 3,54$  эВ  $\alpha = 10^{3,75} \approx 5600 \text{ см}^{-1}$ . Оценим глубину локализации инжектированного заряда  $z_q$  в направлении  $Oz$ , т.е. перпендикулярно поверхности образца. Фотопроводимость слоя толщиной  $dz$  на расстоянии  $z$  от поверхности равна

$$d\sigma_\phi = C_\phi I_n e^{-\alpha z} dz, \quad (4.5)$$

где  $C_\phi$  - постоянный коэффициент,  $I_n$  - интенсивность падающего света. Темновая проводимость этого слоя не зависит от  $z$  и равна

$$d\sigma_T = \kappa_T dz \quad (4.6)$$

Проводимость образца выражается как

$$\sigma_\phi = \frac{1}{R_\phi} = \int_0^l \sigma_\phi(z) dz = \frac{I_n C_\phi}{\alpha}, \quad (4.7)$$

где  $l$  - толщина образца.

В наших экспериментах фотопроводимость при  $E_c = 3,5$  эВ превосходила темновую проводимость образца  $\sim 15$  раз. С учетом этого

$$\frac{I_n C_\phi}{\alpha} = 15 \kappa_T l \quad (4.8)$$

Для определения характерной глубины  $z_q$ , в которой темновая проводимость равна фотопроводимости приравниваем (4.5) и (4.6) с учетом (4.8). Получаем

$$z_q = \frac{\ln(15 \alpha y_0)}{\alpha} \approx 14 \text{ мкм}. \quad (4.9)$$

Теперь оценим среднюю величину поляризации в приэлектродной области образца после инжекции электронов. Численная величина ОСП в экспериментах по оптическому гашению ОСП составляет  $9 \cdot 10^{-4}$  (см. рис. 4.8). В прикатодной области величина ОСП составляет  $\sim 10^{-2}$ . Используя формулу (2.12) и оцененную толщину  $z_q$ , получаем  $\Delta n = 1,4 \cdot 10^{-3}$ . По известной величине двупреломления  $\Delta n$  и квадратичных электрооптических коэффициентов для ЦТСЛ-10/65/35 ( $\bar{M} = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3 \cdot \text{мкКл}^{-2}$ ) оценим величину поляризации в прикатодной области:

$$P_D = \sqrt{\frac{2\Delta n}{n^3 \bar{M}}} \approx 11 \text{ мкКл} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (4.10)$$

где  $n$  — показатель преломления.

В разделе 4.2 было показано, что уменьшение соотношения  $R_M/R_V$  приводит к частичной разрядки  $C_V$  через  $R_M$ . При освещении образца светом с  $E_c > 3,5$  эВ проводимость изменяется в тонком приповерхностном слое. Если расстояние локализации инжектированного заряда от электрода по оси  $Ox$  равна  $\sim 10$  мкм (см. рис. 4.1 и 4.2), то для образца с шириной зазора между электродами 500 мкм отношение  $R_M/R_V = 10:490 \approx 0,02$ .

Отношение  $R_M/R_V$  при однородном изменении удельного сопротивления (при освещении видимым светом) определяется по экспериментально измеренным величинам емкости, учитывая, что  $R \sim \frac{1}{C_E}$ . Мы измерили емкости, изображенных на рис. 2.1.6 образцов толщиной 400 мкм и шириной зазора 100, 200 и 500 мкм. Результаты изме-

рения 210, 171,5 и 103,2 пФ, соответственно, указывают, что уменьшение ширины зазора два раза приводит к увеличению емкости образца  $\sim 1,2$  раз. Применяя данную экстраполяцию емкость образца с шириной зазора 10 мкм составляет  $\sim 500$  пФ. Для однородного диэлектрического образца сопротивление обратно пропорционально емкости, поэтому в данном случае  $R_M/R_V = 103,2:500 \approx 0,2$ . Если соотношение  $R_M/R_V$  при освещении меняется существенно как в настоящем случае (10 раз), то практически весь заряд  $C_V$  разряжается через  $R_M$  и регистрируется на электрометре.

Далее оценим, какая часть инжектированного заряда проявляется на конденсатор  $C_V$ . Как уже показано, для образца из линейного диэлектрика  $C_V/C_M \approx 0,2$ . Однако в разделе 4.4 рассмотренные исследования указывают на то, что в сильном (20–30 кВ/см) электрическом поле диэлектрическая проницаемость ЦТСЛ уменьшается  $\sim 1,5$  раза, что приводит к увеличению  $C_V/C_M$  до  $\sim 0,3$ . С учетом вышеизложенного величину инжектированного заряда можно оценить из рис. 4.11

$$q_0 = \frac{q_c (3,6 \text{ эВ})}{0,3} \approx 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ мкКл}. \quad (4.11)$$

Используя оцененную глубину локализации инжектированного заряда  $z_q = 14$  мкм и длину электродов  $l_y = 0,5$  см, получаем соответствующую среднюю поверхностную плотность заряда

$$P_D = \frac{q_0}{\left(1 + \frac{C_V}{C_M}\right) z_q l_y} \approx 5 \text{ мкКл} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (4.12)$$

Как видно, расчет поляризации, пользуясь оптически определенной глубиной локализации инжектированного заряда, дает различную величину  $P_D$ , исходя из данных ОСП ( $11 \text{ мкКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ) и данных измерения  $q_c$  ( $5 \text{ мкКл} \cdot \text{см}^{-2}$ ). Приравнивая (4.10) к (4.12) с учетом (2.12), легко показать, что при  $z_q = 5$  мкм, поляризация, рассчитанная из

обоих экспериментов равна и составляет  $13 \text{ мкКл} \cdot \text{см}^2$ . Несовпадение рассчитанных величин  $\rho_D$  объясняется тем, что оптическими методами мы определяем максимальную величину глубины локализации заряда в направлении  $Oz$ , а из расчетов по ОСП и  $\varphi_c$  — некоторую эффективную. Кроме того, использованная нами модель (см. рис. 4.12) не имеет точного соответствия реальной ситуации. Во-первых, одна компонента электрического поля между локализованными электронами и катодом направлена параллельно направлению распространения света и не дает вклад в ОСП. Во-вторых, фотопроводимость частично экранирует инжектированный под электродами заряд, который не дает вклада в измеряемом ОСП. В-третьих, может иметь место некоторое взаимодействие гомо- и гетерозаряда в ЦТСЛ. Глубина локализации инжектированного заряда в направлении  $Oz$  примерно равна глубине локализации заряда в направлении  $Ox$  (10–20 мкм). Величину  $z_q$  мы оценили равной  $10 \pm 5$  мкм. Таким образом мы экспериментально показали, что ОСП в сегнетокерамике ЦТСЛ действительно обусловлено внутренним электрическим полем инжектированных и захваченных в приэлектродной области электронами.

#### 4.5.2. Оценка энергетических характеристик инжектированного заряда

Процесс темнового гашения ОСП могут осуществляться двумя механизмами:

- 1) термическое освобождение захваченных на мелких ловушках носителей заряда (электронов) и дрейф их к электродам [95] ;
- 2) дрейф равновесных темновых носителей к локализованным на глубоких ловушках электронам с последующей их рекомбинацией [95]

На рис. 4.6 показано, что и время релаксации основной части ОСП и максвелловское время релаксации ( $\epsilon$  при 1 кГц в рассмотренном интервале температур практически не меняется) имеет одинаковую температурную зависимость, однако абсолютная величина  $\tau_{осп}$  приблизительно 6–10 раз меньше  $\tau_M$ . Выясним причины различия абсолютных величин  $\tau_{осп}$  и  $\tau_M$ .

Различие в четыре раза обусловлено наличием квадратичного электрооптического эффекта в керамике ЦТСЛ. Согласно формуле (2.12), при малых величинах относительного светопропускания ПОС

$$I_p = \sin^2 \frac{\pi l \Delta n}{\lambda} \sim \Delta n^2 \sim E^4 \quad (4.13)$$

Это приводит к отличию  $\tau_{осп}$  и  $\tau_M$  в 4 раза.

Время релаксации темновых носителей заряда определяется локальным максвелловским временем релаксации  $\tau_{мл}$ , что отличается от среднего максвелловского времени релаксации образца  $\tau_M = RC_E$  из-за наличия локального прикатодного электрического поля. Сильное электрическое поле в сегнетоэлектриках может влиять на  $\tau_{мл}$  как изменением удельной проводимости, так и уменьшением диэлектрической проницаемости вследствие диэлектрической нелинейности.

Димзой и Круминым в [82, 83] было экспериментально показано, что при температурах, близких к комнатной, керамика ЦТСЛ имеет линейные вольт-амперные характеристики до  $E = 30 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ . Следовательно можно предполагать, что различие  $\tau_{осп}$  и  $\tau_M$  не обусловлено нелинейностью вольт-амперных характеристик.

Вторым фактором, определяющим величину  $\tau_{мл}$ , является диэлектрическая проницаемость, т.е. характеристика, которая в сегнетоэлектриках, как правило, зависит от электрического поля.

Полученные нами зависимости  $\epsilon(E)$  в квазисегнетоэлектрической фазе для керамики ЦТСЛ имеют некоторый максимум, имеющий релаксационный характер. Достаточно медленное квазистатическое увеличение управляющего поля приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости [138].

Для определения влияния диэлектрической нелинейности был проведен эксперимент точного измерения кривой гашения ОСП в образце ЦТСЛ-8,5/65/35 при температуре 130 °С (получение точных кривых такого типа при более низких температурах затруднительно из-за малой проводимости и соответственно больших  $\tau_{осп}$  образца). Как видно из рис. 4.5,  $\tau_{осп}$  при больших  $t$  стремится к  $4 \cdot \tau_M$ .

Таким образом можно считать экспериментально доказанным, что время гашения ОСП определяется темновой проводимостью и диэлектрической нелинейностью материала.

В рамках модели "прямых зон" из этого можно было бы сделать вывод, что инжектированные носители заряда локализованы на глубоких ловушках и при гашении ОСП они нейтрализуются темновыми или фотоносителями заряда [95]. Однако, известно, что ЦТСЛ является сильно легированным и компенсированным полупроводником [82, 83]. В [83] оценена плотность состояний в области уровня Ферми для этого материала  $N(E_F) \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ . Наши эксперименты показали, что плотность инжектированного заряда  $q_0$ , электрическое поле которого обуславливает остаточное двупреломление, в предположении об однородном распределении  $q_0$  (см. выраж. (4.11)) в объеме образца на расстоянии до 10 мкм от края катода составляет  $\sim 10^{19}$  электронов в  $\text{см}^3$ , что существенно меньше плотности состояний в области уровня Ферми. Так как плотность состояний в ЦТСЛ имеет квазинепрерывный спектр, инжектированные электроны переходят в равновесное состояние близко к уровню Ферми.

При темновом или фотогашении ОСП электроны из уровня Ферми переходят к более высоким уровням, где приобретает более высокую подвижность [142].

Таким образом неразличимостью инжектированных и равновесных носителей заряда можно объяснить то, что гашение ОСП определяется локальным максвелловским временем релаксации.

#### 4.6. Исследование поверхности керамики ЦТСЛ

В подразделе 4.5.1 было показано, что остаточное светопропускание в керамике ЦТСЛ обусловлено главным образом инжекцией и захватом заряда в прикатодной области образца, локализованного на глубине до  $\sim 10$  мкм. На таких глубинах свойства сегнетоэлектриков часто отличаются от объемных свойств [143]. Кроме того, было экспериментально показано (см. раздел 4.3), что увеличение проводимости приэлектродной поверхности приводит к увеличению ОСП.

В настоящем разделе мы приводим результаты исследования рентгеновскими методами поверхностного слоя керамики ЦТСЛ [144]. Использовались образцы ЦТСЛ-10/65/35 (см. рис. 2.1-а). По методике, рассмотренной в разделе 2.5, были исследованы три группы образцов:

- 1) образцы с отшлифованной и полированной поверхностью;
- 2) образцы, отоженные после полирования при  $800^\circ\text{C}$  в нормальной атмосфере в течение 0,5 часа;
- 3) образцы с травленным в кипящей ортофосфорной кислоте в течение  $\sim 5$  мин. верхним слоем.

Мы получили следующие экспериментальные результаты.

Процесс обработки поверхности не приводит к каким-либо изменениям параметра элементарной ячейки (с точностью  $\pm 10^{-4}$  Å).

Наблюдается некоторое небольшое (4-5%) уменьшение интегральной интенсивности максимума  $510,431$  после полировки поверхности, эффект снимается после проведенного отжига.

После механической обработки поверхности обнаружено изменение отношения интегральных интенсивностей максимумов с различным количеством четных индексов  $I_{210} / I_{211}$ . По нашим данным величина  $I_{210} / I_{211}$  для полированных образцов равна  $0,160 \pm 0,004$ , для отожженных образцов -  $0,1402 \pm 0,004$  и для травленных образцов -  $0,1416 \pm 0,004$ .

Эффекты подобного рода могут быть связаны с изменением относительного числа заполнения подрешеток А и В перовскитовой ячейки  $ABO_3$  с тенденцией уменьшения числа заполнения подрешетки А при меньших значениях отношения  $I_{210} / I_{211}$ . Расчет эффективной глубины проникновения для данных углов падения рентгеновских лучей применяемого излучения дает оценку толщины слоя 2-4 мкм, в котором полировка производит вышеупомянутые изменения, снимаемых высокотемпературным отжигом, что соответствует приблизительно одному верхнему слою зерен керамики. Интенсивность малоуглового рассеяния в случае отражения от образца, обладающего полностью кристаллическим строением, определяется состоянием неровностей поверхности и расходимостью первичного пучка. Поскольку оба указанных фактора в первом приближении не меняются в результате отжига или травления, то изменение интенсивности малоуглового рассеяния при некоторых исследуемых углах дифракции свидетельствует о более фундаментальной перестройке кристаллической структуры. Таковыми могут являться 1) увеличение дефектности решетки, 2) образование микросегрегаций размера порядком  $\lambda / \sin \varphi$ ; 3) аморфизация материала (диффузные "галы" вокруг первичного пучка при рассеянии

жидкостями, газами, аморфными твердыми телами.

Разделение указанных факторов, тем более проведение количественных оценок, требует применения весьма трудоемких методик малоуглового рассеяния, однако некоторые оценки можно провести на основании наших экспериментальных данных. После полировки возникает заметное малоугловое рассеяние в интервале углов  $2\psi = 1,0 - 1,5^\circ$  (см.рис. 4.16). Расчет глубины проникновения излучения при указанных углах дифракции дает оценку толщины аморфного (или сильнодефектного) слоя  $\sim 0,1$  мкм. Из рис. 4.16 следует, что

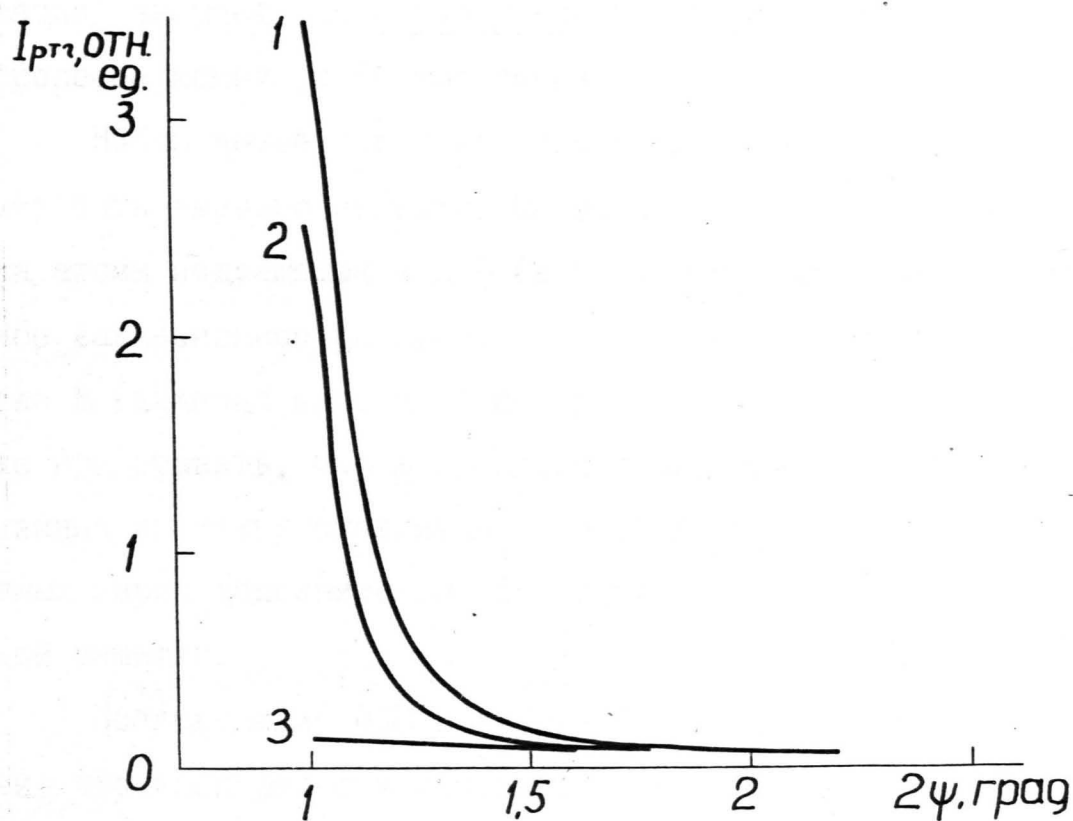


Рис.4.16. Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей при отражении от образца ЦТСЛ-10/65/35.

1 - полированный неотожженный образец, 2 - полированный отожженный образец, 3 - травленный образец.

отжиг лишь частично устраняет малоугловое рассеяние (интенсивность рассеяния уменьшается приблизительно вдвое), которое практически полностью устраняется только после химического травления (интенсивность рассеяния для указанного углового интервала снижается приблизительно на два порядка). Интересно отметить, что в процессе травления оптически гладкая поверхность образца становится матовой.

Следовательно полировка оптической керамики приводит, во-первых, к изменению структуры в верхнем слое зерен, устраняемому в процессе отжига, во-вторых, необратимому изменению (аморфизации) внешней части поверхностных зерен, устраняемому лишь в процессе химического травления.

Наблюдаемое обратимое изменение структуры верхних зерен может быть вызвано селективным воздействием механических напряжений на атомы подрешеток А и В (в частности, что может нарушить исходное вакансионное распределение, увеличивая относительное количество В вакансий за счет перестройки подрешетки А и В). Можно также представить, что в процессе полировки слабо связанные атомы свинца из межкристаллитных прослоек или внешней части поверхностных зерен дополнительно внедряются в А-положения кристаллической решетки.

Исследование ОСП полированных и отожженных образцов показали, что электрически индуцированное остаточное светопропускание для образцов этих групп приблизительно одинаково, хотя с ОСП до приложения внешнего напряжения 2–10 раз больше для неотожженных образцов.

#### 4.7. Рекомендации по применению результатов, изложенных в гл. 4

Остаточное светопропускание в ЦТСЛ, индуцированная внешним электрическим полем, является нежелательным эффектом, который снижает контрастность электрооптических световых затворов [130, 131] .

Для уменьшения влияния ОСП следует использовать в модуляторах пластинки из ЦТСЛ с чистой поверхностью и острыми краями электродов. В таком случае остаточное светопропускание обусловлено только инжекционными явлениями в прикатодной области.

Инжекцию можно уменьшить применяя объемные электроды [127, 128] вместо планарных. В таком случае уменьшается напряженность внешнего электрического поля вблизи электродов. Однако следует и позаботиться о том, чтобы объемные электроды не имели острых выступов, способствующих инжекцию носителей заряда. Инжекцию носителей также можно уменьшить, применяя прозрачную сегнетокерамику с большими электрооптическими коэффициентами и увеличивая толщину пластинок. Это приводит к уменьшению управляющих напряжений и, соответственно, к уменьшению инжекционных процессов.

Целесообразно было бы исследовать влияние различных материалов электродов на ОСП, но это уже выходило за рамки настоящей работы.

## 4.8. Выводы

В керамике ЦТСЛ квазисегнетоэлектрической фазы изучено явление остаточного электрически индуцированного двупреломления и показано следующее.

1. Остаточное светопропускание, обусловленное остаточным двупреломлением, имеет максимальную величину в прикатодной области и она увеличивается с ростом напряжения на управляющих электродах и длительности воздействия управляющего поля. Повышение температуры приводит к уменьшению остаточного светопропускания (ОСП).

2. Скорость гашения ОСП обусловлена как темновой и фотопроводимостью, так и диэлектрической нелинейностью материала.

3. ОСП обусловлено электрическим полем инжектированных и локализованных электронов:

а) инжектированный заряд локализован на расстоянии до 10–20 мкм от катода в направлении параллельно поверхности и 10±5 мкм в направлении перпендикулярно поверхности образца,

б) инжектированный заряд захвачен на глубоких ловушках.

4. Образцы с размытыми краями электродов обладает избыточным ОСП, обусловленным полем дополнительных зарядов, локализованных на поверхности.

Изучена диэлектрическая нелинейность керамики ЦТСЛ и показано, что форма петли диэлектрической нелинейности в зависимости от температуры имеет четыре различные виды. В квазисегнетоэлектрической фазе в петлях диэлектрической нелинейности установлен максимум, обусловленный релаксационным характером индуцирования сегнетоэлектрической фазы.

Изучен приповерхностный слой керамики ЦТСЛ и показано наличие нескольких слоев, не имеющих четких границ, но отличающихся некоторыми физическими свойствами:

а) на полированной поверхности керамики ЦТСЛ находится аморфный или сильно неупорядоченный по структуре и составу слой толщиной  $\sim 0,1$  мкм,

б) глубже расположен образованный в процессе полирования слой толщиной 2–4 мкм, обладающий повышенным заполнением подрешетки А (при отжиге этот слой устраняется).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые измерены и рассчитаны все элементы матрицы Мюллера для электроуправляемой фазовой пластинки из ЦТСЛ-керамики в квазисегнетоэлектрической фазе. Отличия полученной матрицы от матрицы Мюллера идеальной фазовой пластинки обусловлены неоднородностью пластинок из ЦТСЛ (наличие микрообластей с отличающимися квадратичными электрооптическими коэффициентами и направлениями локальных оптических осей, неоднородность управляющего поля, неоднородность толщины образца) и интерференцией проходящего и отраженных от поверхностей лучей.

2. Установлены закономерности изменения среднего квадратичного отклонения фазового набег и ориентации оптических осей для микрообластей, обуславливающих деполяризацию проходящего через ЦТСЛ-пластинку света.

3. Показано, что в мелкозернистой сегнетокерамике ЦТСЛ единственной причиной анизотропии светопропускания является электрически индуцированная анизотропия показателя преломления. В крупнозернистой керамике ЦТСЛ в сегнетоэлектрической фазе дополнительно имеет место электроуправляемый дихроизм, обусловленный наличием доменных границ.

4. Показано, что остаточное двупреломление в квазисегнетоэлектрической фазе ЦТСЛ после воздействия импульса внешнего электрического поля имеет неоднородное распределение и увеличивается с ростом управляющего напряжения, длительности импульса, по мере снижения температуры и увеличения размытия краев электродов. Остаточное двупреломление обусловлено электрическим полем инжектированных и захваченных на глубоких ловушках электронов.

5. Разработаны методика измерения всех элементов матрицы

Мюллера и методика измерения малых величин остаточного светопропускания поляризационно-оптической системы.

## Приложение

Перечень наиболее часто употребляемых обозначений  
физических величин и сокращений

Обозначение

Наименование

- $\vec{E}(z,t)$  - электрический вектор монохроматической однородной бегущей световой волны
- $Oz$  - ось прямолинейной правой декартовой системы координат в направлении распространения света
- $Ox, Oy$  - оси перпендикулярно направлению распространения света
- $x, y, z$  - координаты на осях  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$ , соответственно
- $\omega$  - частота световых волн
- $\lambda$  - длина световых волн
- $t$  - время
- $\vec{S}_0, \vec{S}_i$  - вектор Стокса
- $I, M, C, S$  - параметры Стокса
- $P$  - степень поляризации света
- $D, D_S, D_M, D_C, D_I$  - степень деполаризации света
- $I_{\text{макс}}, I_{\text{мин}}$  - максимальная и минимальная интенсивность проходящего через ПОС света
- $\vec{E}, \vec{T}$  - вектор Джонса падающего и проходящего через образец световой волны, соответственно
- $J, J_i$  - матрицы Джонса
- $J_{ij}$  - элементы матрицы Джонса
- $E_{\perp}, E_{\parallel}$  - компоненты вектора Джонса падающей световой волны

- $R_{\perp}, R_{\parallel}$  - компоненты вектора Джонса отраженной световой волны  
 $n$  - коэффициент преломления  
 $n_{\perp}, n_{\parallel}$  - основные показатели преломления среды  
 $\Delta n$  - двупреломление  
 $\delta$  - фазовый набег двух ортогональных световых волн  
 $i$  - угол падения света  
 $r$  - угол преломления света  
 $j$  - мнимая единица  
 $V$  - матрица Джонса преломления света  
 $W$  - матрица Джонса отражения света  
 $M_S, M_m$  - матрица Мюллера  
 $a_{ij}$  - элементы матрицы Мюллера  
 $I_p$  - остаточное светопропускание ПОС  
 $I_{\perp}, I_{\parallel}$  - интенсивность проходящего через ПОС света при скрещенном и параллельном состоянии поляроидов  
 $\Omega$  - угол рассеяния  
 $U$  - напряжение  
 $U_{\lambda/4}, U_{\lambda/2}, U_{\lambda}$  - четвертьволновое, полуволновое и волновое напряжение, соответственно  
 $T$  - температура  
 $X$  - концентрация лантана  
 $E_c$  - энергия светового кванта  
 $\theta$  - угол ориентации быстрой осью фазовой пластинки относительно оси  $Ox$  в плоскости  $Oxy$   
 $\varphi$  - угол ориентации плоскости пропускания поляроида относительно оси  $Ox$

- $E$  - интенсивность внешнего электрического поля  
 $\beta$  - угловая апертура  
 $x_0$  - расстояние между электродами  
 $m$  - натуральное число  
 $t_{\text{п}}$  - время приложения внешнего напряжения  
 $\tau$  - время релаксации  
 $\tau_M$  - максвелловское время релаксации  
 $\tau_{\text{осп}}$  - время релаксации основной части ОСП  
 $k$  - постоянная Больцмана  
 $E_a$  - энергия активации  
 $R$  - сопротивление образца  
 $R_{\text{ф}}$  - фотосопротивление образца  
 $t_{1/2}$  - время полугашения ОСП  
 $q_c$  - заряд, протекший во внешней цепи после освещения образца  
 $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость  
 $\varphi_{\text{ф}}$  - удельное фотосопротивление  
 $C_E$  - емкость образца  
 $q_0$  - инжектированный заряд  
 $\alpha$  - коэффициент поглощения  
 $P_D$  - диэлектрическая поляризация  
 $T_{\perp}, T_{\parallel}$  - компоненты вектора Джонса проходящей световой волны  
 $l$  - толщина образца  
 ПСК - прозрачная сегнетокерамика  
 ММ - матрица Мюллера  
 ЭО - электрооптический  
 ЦТСЛ - цирконат-титанат свинца, модифицированный

лантаном

ЦТС - цирконат-титанат свинца

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. - М.: Наука, 1982, - 400 с.
2. Бережной А.А. Управление пространственными характеристиками лазерного излучения на основе электрооптического эффекта в кристаллах.- Изв. АН СССР, 1982, т. 46, № 10, с. 1915-1924.
3. Капениекс А.Э., Клотиньш Э.Э., Круминьш А.Э., Штернберг А.Р. Состояние проблемы и опыт создания управляемых транспарантов из прозрачной сегнетокерамики.- Автометрия, 1976, № 4, с.43-52.
4. Антонова М.К., Бруверис И.Э., Добре А.Я., Капениекс А.Э., Озолиньш М.П., Штернберг А.Р. О подборе прозрачной сегнетокерамики для применения в определенных светомодулирующих устройствах.- Автометрия, 1980, № 2, с.95-101.
5. Land C.E., Thacher S.D., Haertling G.H. Electrooptic Ceramics. Appl. Solid State Sci., 1974, vol.4, p.137-233.
6. Электрооптическая сегнетокерамика. (Под общ.ред.В.Я.Фрицберга) Рига: Изд.Латв.ун-та, 1975, 300 с.
7. Электрооптическая сегнетокерамика (Под общ.ред. В.Я.Фрицберга и др.) - Рига: Изд. Латв.ун-та, 1977, - 224 с.
8. Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез. докл. I Межвед. семинара. - Рига: Изд. Латв. ун-та, 1982, - 104 с.
9. Haertling G.H. US Patent 3.666.666, 1972.
10. Carl K., Geisen K. Dielectric and Optical Properties of a Quasiferroelectric PLZT Ceramic.- Proc. IEEE, 1973, vol.61, N.7, p. 967-974.

11. Штернберг А.Р., Капениекс А.Э., Капостиньш П.П., Яунземс Ю.Т., Кните М.Э. Экспериментальные макеты светомодулирующих устройств на основе электрооптической сегнетокерамики.- В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1975, с. 278-287.
12. Клотиньш Э.Э., Круминь А.Э., Брант А.Э., Вейнбергс Ю.К., Добре А.Я., Капениекс А.Э., Кристин А.А. Основные показатели качества электрооптических светозащитных очков на основе керамики ЦТСЛ.- В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1977, с. 214-220.
13. Session 10. PLZT Goggles.- *Ferroelectrics*, 1980, vol.27, p. 173-202.
14. Laguna G.R. PLZT Linear Array Page Composers.- *Ferroelectrics*, 1976, vol.10, N. 1-4, p.35-39.
15. Гук А.В., Колесников П.И., Малаховский В.Р., Мухина Е.Г., Пилипович В.А. Линейные управляемые транспаранты на основе ЦТСЛ-сегнетокерамики. *Автометрия*, 1981, № 5, с.106-108.
16. Штернберг А.Р. Электрооптические свойства сегнетокерамики и принципы построения светомодулирующих устройств на ее основе.- В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1975, с.21-134.
17. Штернберг А.Р. Современное состояние в технологии получения, в исследовании и применении электрооптической сегнетокерамики. В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1977, с. 5-104.
18. Session B.- PLZT Displays.- *Ferroelectrics*, 1976, vol.10, N. 1-4, p.25-53.

19. Штернберг А.Р., Либерт Г.В., Ильин У.Ю., Капениекс А.Э.  
Исследование динамики электрооптического эффекта в прозрачной сегнетокерамике. - Изв.АН СССР. Сер.физ., 1975, т.39, № 6, с. 1302-1307.
20. Аракелян С.Г., Жаботинский В.А., Ульянов Б.В., Яшин Э.М.  
Исследование рассеяния света при поперечном электрооптическом эффекте в цирконат-титанате свинца, легированном лантаном. - Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника, 1980, вып. I (85) с. 42-47.
21. Князьков А.В., Бутусов М.М., Иванов А.В., Круминь А.Э., Штернберг А.Р. Применение наклонного электрооптического эффекта в ЦТСЛ-керамике для создания управляемых транспарантов. - В кн.: Применение методов оптической обработки информации и голографии. Л.: Изд.Физико-технического инст. им.А.Ф.Иоффе, 1980, с. 261-264.
22. Князьков А.В., Сайкин А.С., Рьжиков Э.Н., Базарова Л.Ф., Федулов В.М. Исследование деполяризации когерентного света в электрооптической ЦТСЛ-керамике. - В кн.: Применение методов оптической обработки информации и голографии. Л.: Изд.физико-технического инст. им. А.Ф.Иоффе, 1980, с.332-336.
23. Казанцева Н.И., Сосенский А.М. Температурные исследования электрооптического затвора на основе керамики ЦТСЛ. - Опт.мех. пром-сть, 1982, № 10, с.17-19.
24. Wolfram G. Switching Characteristics and Speeds of PLZT-ceramics and their effect on Optical Device Applications. - Ferroelectrics, 1976, vol.10, p.39-42.
25. Джерард А., Берч Дж.М. Введение в матричную оптику. - М.: Мир, 1978, - 344 с.

26. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973, 720 с.
27. Шерклифф У. Поляризованный свет. - М.: Мир, 1965, - 290 с.
28. Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса. - УФН, 1955, т.56, вып.1, с. 77-109.
29. Горшков М.М. Эллипсометрия. - М.: Советское радио, 1974, -200с.
30. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.- М.: Мир, 1981, - 584 с.
31. Перина Я. Когерентность света. - М.: Мир, 1974, 378 с.
32. Students O. Optika. - Riga: Zvaigzne, 1971, -416 lpp.
33. Шубников А.В. Основы оптической кристаллографии. - М.: Изд. АН СССР, 1958, - 208 с.
34. Collett E. Mueller Stokes Matrix Formulation of Fresnel's Equations. - Amer. J.Phys., 1971, N.5, p.517-528.
35. Collett E. Analysis of the Interaction of Partially Polarized Light with Dielectric Plates.- Appl. Opt., 1972, vol.55, N.5, p. 1184-1193.
36. Константинова А.Ф., Лонский Э.С. Прохождение света через пластинку из одноосного кристалла при наклонном падении. - Кристаллография, 1977, т.22, вып.1, с.14-20.
37. Jensen H.P., Schellman J.A., Troxell T. Modulation Techniques in polarization spectroscopy. - Appl. Spectr., 1978, vol.32, p. 192-200.
38. Гречушников В.Н., Константинова А.Ф. Матрицы Мюллера для оптически активных кристаллов. - Кристаллография, 1971, т.16, № 2, с.448-449.
39. Бокуть Б.В., Гиргель С.С. Матрицы Джонса и Мюллера для поглощающих магнитоупорядоченных кристаллов. - Журнал прикладной спектроскопии, 1981, т.35, вып.4, 4, с. 714-720.

40. Ranganath G.S., Ramaseshan S. Optical transmission in polycrystals. - *Optica Acta*, 1972, vol.19, N.9, p.781-790.
41. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. - М.: Изд-во ин. лит., 1961, - 536 с.
42. Holoubek J. Small-Angle Scattering of Circularly Polarized Light from an Anisotropic Sphere. - *Journal of Polymer Science: Polymer Physics Edition*, 1973, vol.II, p.683-691.
43. Perry R.J., Hunt A.J., Huffman D.R. Experimental determinations of Mueller scattering matrices for nonspherical particles. - *Appl. Opt.*, 1978, vol.17, N.17, p.2700-2710.
44. Collett E. The Description of Polarization in Classical Physics. - *Amer. Journ. of Phys.*, 1968, vol.36, N.8, p.713-725.
45. Simon R., Sninivasan V. Degree of polarization in reflection. - *Am. J. Phys.*, 1977, vol.45, N.12, p. 1223.
46. Fry E.S., Kattawar G.W. Relationships between elements of the Stokes matrix. - *Appl. Opt.*, 1981, vol.20, N.16, p.2811-2814.
47. Thompson R.C., Bottiger J.R., Fry E.S. Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix. - *Appl. Opt.*, 1980, vol.19, N.8, p.1323-1332.
48. Кузьминов Ю.С. Ниобат и танталат лития - материалы для нелинейной оптики. - М.: Наука, 1975, - 224 с.
49. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. М., 1971, 326 с.
50. Bye L.K. High Birefringence PLZT Materials for low Voltage Displays. - *Ferroelectrics*, 1976, vol.10, p.29-33.
51. Крайник Н.Н., Трепаков В.А., Камзина Л.С., Сахаров Д.Г., Воллик Б.А., Письменный В.А., Скорнякова К.П. Особенности электрооптического эффекта в магнониобате свинца в сильных пере-

- менных электрических полях в области размытого фазового перехода. - ФТТ, 1975, т. 17, вып. I, с. 208-212.
52. Смоленский Г.А., Крайник Н.Н., Камзина Л.С., Трепаков В.А. Электрооптические и фотоиндуцированные эффекты в сегнетоэлектриках с размытыми фазовыми переходами. - Изв.АН СССР, Сер. Физ., 1977, т. 41, № 4, с. 721-726.
53. Ozolinsh M. Dynamic Behavior of Electro-Optic and Strain - Optic Effects in Ferroelectrics with Diffuse Phase Transitions.- Mat.Res.Bull, 1982, vol.17, p.741-748.
54. Озолинш М.П. Исследование процесса установления двупреломления и поляризации в прозрачной керамике ЦТСЛ в области квазисегнетоэлектрической фазы. - В кн.: Электрооптическая сегнето-керамика. Изд. Латв.ун-та, Рига, 1977, с. 115-126.
55. Ozolinsh M.P. Elastooptic Effect in PLZT Ceramics. - Phys. stat. sol.(a), 1980, vol.57, p. K123-K126.
56. Di Domenico M., Wemple S.H. Oxygen Octahedra Ferroelectrics. I. Theory of Electro-Optical and Nonlinear Optical Effects.- J.Appl.Phys., 1969, vol.40, N2, p.720-734.
57. Камзина Л.С., Крайник Н.Н., Бережной А.А. Дисперсия электрооптического эффекта магнониобата свинца в видимой области спектра. - ФТТ, 1973, т. 15, вып. 10, с. 3011-3013.
58. Дрогайцев Е.А., Дубовик М.Ф., Левич А.Б., Назаренко Б.П., Никитина Г.С. Исследование оптической однородности монокристаллов ниобата бария-стронция и ниобата бария-стронция-натрия. - Неорганические материалы, 1981, т. 17, № 2, с. 369-372.
59. Блистанов А.А., Макаревская Е.В., Гераськин В.В., Камалов О., Коблова М.М. Влияние примеси на оптическое качество и электропроводности  $LiNbO_3$ . - ФТТ, 1978, т. 20, с. 2575-2580.

60. Кудасова С.В., Блистанов А.А., Гераськин В.В. Влияние примеси на оптическую стабильность кристаллов  $LiNbO_3$  в электрическом поле. - Электронная техника. Серия материалы. - 1979, вып. 9, с. 93-96.
61. Kirkby C.J. Electrooptic switching response in cubic phase PLZT ceramic materials. - Appl.Opt., 1976, vol.15, N.4, p.828-830.
62. Harris J.O., Cutchen J.T. Compositional Dependence of Electrical and Electro-optic Characteristics of x/65/35 PLZT Ceramics for x from 8,0 to 10,0.- Ferroelectrics, 1976, vol.10, N.1-4, p. 175-179.
63. Клотиньш Э.Э., Круминь А.Э., Ауза В.А., Ильин У.Ю., Димза В.И. Распределение электрического поля в электрооптическом модуляторе света с планарными электродами. - В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1975, с.247-277.
64. Smith W.D., Land C.E. Scattering - Mode Ferroelectric - Photoconductor Image Storage and Display Devices. - Appl.Phys. Lett., 1972, vol.20, N.4. p.169-171.
65. Meitzler A.H., O'Brayen H.M. Polymorphism and Penferroelectricity in PLZT ceramics. - Proc. IEEE, 1973, vol.61, N.7, p.959-966.
66. Thacher P.D., Land C.E. Ferroelectric Electrooptic Ceramics with Reduced Scattering. - IEEE Trans. Electron Dev., 1969, vol. ED-16, N.6, p.515-521.
67. Coquin G.A. Light Scattering in Coarse Grained PLZT ceramics.- J.Opt.Soc.Amer., vol.55, N.9, p.550-572.

68. Dalisa A.L., Seamour R.J. Convolution Scattering Model for Ferroelectric Ceramics and other Display Media. - Proc. IEEE, 1973, vol.61, N.7., p.981-991.
69. Erneta M., Stöckler N.A. Light Scattering by Pores in Ceramic (Pb, La) (Zr, Ti)O<sub>3</sub>. - J.Am.Cer.Soc., 1973, vol.56, N.7, p. 394-395.
70. Keve E.T., Annis A.D. Studies of Phases, Phase Transitions and Properties of some PLZT Ceramics. - Ferroelectrics, 1973, vol.5, N.1-2, p. 77-89.
71. Keve E.T. Structure - Property Relationships in PLZT Ceramic Materials. - Ferroelectrics, 1976, vol.10, p. 169-174.
72. Василевская А.С., Гродненский И.М., Сонин А.С. Размер и концентрация рассеивающих центров в твердом растворе (Pb, La)(Zr, Ti)O<sub>3</sub> ФТТ, 1976, т.18, вып.7, с. 2127-2129.
73. Бережной А.А. Анизотропия индуцированного двупреломления и направления колебаний собственных волн в электрооптических кристаллах. - Опт. и спектр., 1982, т. 52, вып.2, с. 307-311.
74. Holman R.L. The Defect Structure of 8/65/35 PLZT as Determined by Knudsen Effusion. - Ferroelectrics, 1976, vol 10, p.185-190.
75. Hennigs D., Hardtl K.M. The Distribution of Vacancies in Lantana-Doped Lead Titanate. - Phys.stat.sol.(a), 1970, vol.3, N.2, p.465-474.
76. Gurruraja T.G., Subbarao E.C. Dielectric behavior of PLZT ceramics modified by Ca<sup>2+</sup>, Sr<sup>2+</sup>, Nd<sup>3+</sup> and Y<sup>3+</sup> ions. - Ferroelectrics, 1980, vol.23, N.1/2, p.101-110.
77. Fritsberg V.Y. Evolution of phase transitions in ferroelectric perovskite solid solutions: Influence of lattice de-

fects. Preprint LAFI-025 Institute of Physics Latvian SSR Academy of Sciences, Salaspils, 1981.

78. Штернберг А.Р., Фрицберг В.Я., Борман К.Я., Шебанов Л.А., Перро И.Т., Фрицберг П.А., Бирк Э.Х., Зирните А.В. 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.
79. Шебанов Л.А. Особенности образования дефектной структуры прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ. - В кн.: Сегнетоэлектрические фазовые переходы. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1978, с. 73-93.
80. Northrop A.D. Vaporization of Lead Zirconate - Lead Titanate Materials. - Journ. of Amer. Cer. Soc. 1967, vol. 50, N.9, p. 441-445.
81. Димза В.И. Влияние восстановления на диэлектрические, оптические и полупроводниковые свойства прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ. - Изв.АН Латв.ССР. Сер.физ. и техн. наук, 1982, № 2, с. 28-35.
82. Димза В.И., Круминь А.Э. Особенности аномального фотовольтаического эффекта и электропроводности в сегнетокерамике ЦТСЛ.- Изв.АН Латв.ССР. Сер.физ.и техн.наук, 1979, № 6, с. 53-59.
83. Димза В.И., Круминь А.Э. Механизм электропроводности в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ. - Автометрия, 1981, № 5, с.14-19.
84. Härdtl K.H., Hennings D. Distribution of A-Site and B- Site Vacancies in  $(Pb,La)(Ti,Zr)O_3$  Ceramics. - J.Amer.Cer.Soc., 1972, vol. 55, N.5, p.230-231.
85. Яффе Б., Кук У., Яффе Т. Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974, 288 с.

86. Приседский В.В., Голубицкий В.М., Бут В.Е., Климов В.В. Дефекты ЦТСЛ и их роль в формировании свойств прозрачной сегнетокерамики. - Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез. докл. I межвед. семинара. Рига: Изд. Латв. ун-та, 1982, с.44-45.
87. Daniels J., Wernicke R. New Aspects of an Improved PTC Model.- Philips Res. Repts, 1976, vol.31, p. 544-559.
88. Шкловский Б.И. Перколяционная электропроводность в сильных электрических полях. - ФТП, 1979, т.13, вып.1, с. 93-97.
89. Приседский В.В., Шишковский В.И., Климов В.В. Высокотемпературная электропроводность и дефектность кристаллической решетки цирконата-титаната свинца. - В кн.: Диэлектрики и полупроводники., вып.10, Киев, 1976, изд. Выща школа при Киевском Государственном ун-те, с. 33-38.
90. Burgess I.W., Hurdicht R., Kirkby C., Scrivener E. Holographic Storage and Photoconductivity in PLZT Ceramic Materials.- Appl. Opt., 1976, vol.15, N.6, p. 1550-1557.
91. Houlier B., Micheron F. Photoinduced Charge transfer Process in PLZT Ceramics.- J.Appl.Phys., 1979, vol.50 (1), p.343-345.
92. Бурсиан Э.В. Нелинейный кристалл. - М.: Наука, 1974, 295 с.
93. Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б. - Электретное состояние в сегнетоэлектрике  $Sr_{0,65}Ba_{0,25}Ca_{0,1}Nb_2O_6$  с размытым фазовым переходом. - ФТТ., 1982, т.24, № 4, с. 1200-1202.
94. Борисова М.Э., Койков С.Н., Морозов С.Ф. Анализ процесса деполяризации электретов на основе различных моделей.- Изв.высш.уч. зав. Физика, 1974, № 6, с. 104-110.
95. Борисова М.Э., Койков С.Н. Электретный эффект в диэлектриках.- Изв.высш.уч.зав. Физика, 1979, № 1, с. 74-89.

96. Камшилин А.А., Митева М.Г., Петров М.П. Фотоэлектретное состояние в силикате висмута. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.4, с. 251-255.
97. Бородина В.А., Бабанских В.А., Захаров Ю.Н. Перезарядка поверхностных уровней в кристаллах под действием продольных полей. - В кн.: Физические явления в сегнетоэлектрических кристаллах. М., 1981, с. 40-45.
98. Бережной А.А., Попов Ю.В., Шерстенева Т.Н. Скрытая оптическая память в сегнетоэлектрической керамике. - Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып.19, с. 1200-1203.
99. Морозов Н.А., Руковишников А.И., Захаров Л.Ю., Копылов Ю.Л. Эффект "усталости" в кристаллах ниобата бария-стронция. - В кн.: Сегнетоэлектрики. Сборник научных трудов. Минск, Изд. МПИ, 1983, с. 116-121.
100. Трепаков В.А., Крайник Н.Н., Олифер А.В. Фотопроводимость и фотоэлектретное состояние в монокристаллическом магнито-ниобате свинца. - ФТТ, 1976, вып. 6, т.18, 1751 - 1753.
101. Смоленский Г.А. Сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом. - В кн.: Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980, с. 185-198.
102. Иванов В.В., Некрасов А.В., Пономарев В.А., Рудяк В.М. Электропроводность и релаксация объемного заряда в пьезокерамике системы ЦТС. - В кн.: Свойства и структура сегнетоэлектриков. Минск, 1980, с.3-9.
103. Капениекс А.Э. Определение матрицы Мюллера прозрачной сегнетокерамики типа ЦТСЛ в поперечном электрическом поле. - В кн.: 9-ое Всесоюзное совещание по сегнетоэлектричеству. Тез.докл. Ростов на Дону, 1979, ч.1, с.207.

- I04. Капениекс А.Э. Определение матрицы Мюллера для прозрачной сегнетокерамики типа ЦТСЛ в поперечном электрическом поле.- Изв.АН Латв.ССР, Сер.физ. и техн. наук, 1980, № 6, с.61-65.
- I05. Фельдман Н.Б. Способ изготовления электрооптической керамики. - Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, авт.свид. № 675032, 1979.
- I06. Berry H.G., Gabrielse G., Livingston A.E., Measurement of the Stokes parameters of light. - Appl. Opt., 1977, vol.16, p. 3200-3205.
- I07. Грикис И.М., Яунберг А.А. Диалоговая система КАКТУС для обработки измерительной информации. В кн.: Кибернетизация научного эксперимента. Изд. Латв. ун-та, Рига, 1981, с.30-39.
- I08. Желудев И.С. Физика кристаллических диэлектриков. - М.: Наука, 1968, - 464 с.
- I09. Murdoch F.J. Nonlinear Dielectrics for high Power Electronic Tuning. - In: Proceedings of 20-th Electronic Components Conference. New York, 1970, N4, p.140-148.
- II0. Штернберг А.Р., Кните М.Э. Концентрационные, температурные и временные зависимости электрооптических коэффициентов для сегнетокерамики ЦТСЛ-Х/65/35. - В кн.: IX Всесоюзное совещание по сегнетоэлектричеству. Тез. докл. Ростов на Дону, 1979, ч.1, с.205.
- III. Капениекс А.Э., Круминь А.Э. Электрооптические свойства прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ в слабых электрических полях и роль интерференционных явлений света. - В кн.: Физические свойства сегнетоэлектрических материалов. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1981, с. 23-31.

- II2. Капениекс А.Э., Круминь А.Э. Влияние интерференции на электрооптические свойства прозрачной сегнетокерамики при использовании поляризационно-оптического метода. - *Опт.мех.пром-сть*, 1982, № 6, с. 5-7.
- II3. Burns G., Scott B.A. Index of Refraction in "Dirty" Displacive Ferroelectrics. - *Solid State Com.*, 1973, vol.13, N.3, p.423-426.
- II4. Леванюк А.П., Осипов В.В., Сигов А.С., Собянин А.А. Изменение структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи точек фазового перехода. - *Ж. exper. и теорет. физ.*, 1979, т. 76, вып. I, с. 345-368.
- II5. Капениекс А.Э., Озолиньш М.П., Штернберг А.Р. Электрооптическая неоднородность фазовой пластины из сегнетокерамики ЦТСЛ. - В кн.: Синтез сегнетокерамики и комплексное исследование результатов. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1981, с. 80-88.
- II6. Капениекс А.Э., Озолиньш М.П. Неоднородность управляющего поля и интерференция света в модуляторе из ЦТСЛ-керамики. В кн.: Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез.докл. I Межвед. семинара. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1982, с. 92-93.
- II7. Kapenieks A., Ozolinsh M. Distortion of phase modulation by PLZT ceramics electrically controlled retardation plate. - *Optik*, 1983, vol.63, N.4, p. 333-340.
- II8. Thacher P.D. Refractive Index and Surface Layers of Ceramic  $(\text{Pb}, \text{La})(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  Compounds. *Appl. Optics*, 1977, vol. 16, N.12, p.3210-3213.
- II9. Fenstermaker C.A., Mc-Crackin F.L. Errors Arising from Surface Roughness in Ellipsometric Measurement of the Refrac-

- tive Index of a Surface. - Surface Science, 1969, vol.16, p.85-96.
- I20. Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М.: Наука, 1976, 408 с.
- I21. Трепаков В.А., Крайник Н.Н., Емельянов Е.В., Чистяков Е.А. Оптические спектры, электропоглощение и фотопроводимость в монокристаллическом магнониобате свинца. В кн.: Полупроводники-сегнетоэлектрики. Ростов н/Д, 1978, № 2, с.III-II7.
- I22. Nettleton R.E. Polarization - Dependent Reyleigh Scattering in a Coarse-Grained Ferroelectric Ceramic. - Journ. of Appl. Phys., 1968, vol.39, N.8, p.3646-3654.
- I23. Клотиньш Э.Э., Котлерис Ю.А. Влияние поликристалличности активного элемента на характеристики поляризационно-оптической системы. - В кн.: Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез. докл. I Межвед. семинара. Рига, Изд.Латв.ун-та, 1982, с. 88-89.
- I24. Сандомирский В.Б., Халилов Ш.С., Ченский Е.В. Аномальная фотоздс в модели сильно легированного и компенсированного сегнетоэлектрика. - ФТТ, 1982, т.22, вып.II, с. 3318-3326.
- I25. Крайник Н.Н., Трепаков В.А. Интегральное рассеяние света в магнониобате свинца - сегнетоэлектрике с размытым фазовым переходом. - ФТТ, 1982, т.24, в II, с. 3419-3425.
- I26. Лапсиньш Р.Р., Заянчковский З.Б. Исследование распределения химических элементов в сегнетокерамике микрорентгеновским методом. - В кн.: Синтез сегнетокерамики и комплексное исследование результатов. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1981, с.98-106.
- I27. Maldonado J.R., Fraser D.B., Meitzler D.B Display Applications of PLZT Ceramics. - In: Adv.in Image Pickup and Dis-

play. New York: Acad. Press, 1975, vol.2, p.66-168.

- I28. Клотиньш Э.Э., Котлерис Ю.Я., Сеглиньш Я.А. Взаимосвязь геометрии электроуправляемой фазовой пластины и спектральной характеристики поляризационно-оптического модулятора света. - В кн.: Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез.докл. I Межвед. семинара. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1982, с. 96.
- I29. Яшин Э.М., Ульянов Б.В., Жаботинский В.А. Цветовая модуляция с использованием электрооптической ЦТСЛ-керамики. - Электронная техника. Сер.материалы, 1976, вып. 9, с.84-87.
- I30. Karēnieks A.Ē., Krūmins A.Ē., Dimza V.I. The Mechanism of Applied-field-induced Remanent Birefringence in Trasparant Ferroelectric PLZT ceramics. - Ferroel. Letters, 1982, vol. 44, N.7, p.189-196.
- I31. Капениекс А.Э., Круминь А.Э., Димза В.И. Механизм остаточного двупреломления после воздействия внешнего поля в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ-10. - В кн.: Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез. докл. I Межвед. семинара. Рига, Изд. Латв. ун-та, 1982, с.52-53.
- I32. Ламперт М., Марк П. Инжекционные точки в твердых телах. - М.: Мир, 1973, - 416 с.
- I33. Müller P. Electric Relaxation Currents in High - Resistivity Solids.- Phys.stat.sol. (a), 1981, vol.67, N.1, p.II-60.
- I34. Фридкин В.М. Физические основы электрофотографического процесса. - М., Л: Энергия, 1966, 288 с.
- I35. Губкин А.Н. Электреты. М.: Наука, 1978, -192 с.
- I36. Фридкин В.М., Желудев И.С. Фотоэлектреты и электрофотографи-

- ческий процесс. - М.: Изд.АН СССР, 1960, 208 с.
- I37. Шебес М.Р. Теория линейных электрических цепей в упряжениях и задачах. М.: Высшая школа, 1967, - 480 с.
- I38. Фрицберг В.Я., Гаевскис А.П., Капениекс А.Э. Исследование реверсивной нелинейности в керамике ЦТСЛ. - В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига, Изд.Латв. ун-та, 1977, с. I27-I37.
- I39. Uchida N., Ikeda T. Temperature and Bias Characteristics of  $Pb(Zr-Ti)O_3$  Families Ceramics. - Jap.J.Appl. Phys., 1965, vol.4, N.II, p.867-877.
- I40. Errol P. Eernisse, Electromorphic Ceramics in Extreme Environment Parametric Device Applications. IEEE, Trans. Electron. Devices, 1969, vol. ED-16, p. 536-539.
- I41. Keve E.T., Bye A.L. Phase Identification and Domain Structure in PLZT Ceramics. - J.Appl. Phys., 1975, vol.46, N.2, p. 810-818.
- I42. Малиновский В.К., Стурман Б.И. К описанию фотогальванического эффекта в кристаллах с малой подвижностью. - ФТТ, 1980, т.22, № I2, с. 3678-3683.
- I43. Дудкевич В.П., Фесенко Е.Т. Физика сегнетоэлектрических пленок. - Ростов на Дону: Изд. Ростовского ун-та, 1979, -192 с.
- I44. Шебанов Л.А., Капениекс А.Э., Круминь А.Э. Рентгеноструктурные и оптические исследования поверхности прозрачной сегнетокерамики. - В кн.: Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики. Тез.докл. I Межвед. семинара, Рига, Изд.Латв.ун-та, 1982, с. 70-71.