

Академия наук Латвийской ССР

Институт физики

ОЗОЛС Андрис Ольгертович

ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ
МАТЕРИАЛАХ ПРИ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ

ОІ.04.07 - физика твердого тела

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель -

доктор физико-математических
наук, член-корр.АН Латв.ССР,
профессор К.К.ШВАРЦ

Рига-Саласпилс, 1979

	Стр.
Основные сокращения и обозначения	8
ВВЕДЕНИЕ	11
Глава I. ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ЗАПИСЬ ГОЛОГРАММ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ (ОБЗОР)	15
I.1. Теория элементарных голограмм	15
I.1.1. Формирование элементарной голограммы в светочувствительной среде	16
I.1.2. Основные голографические характеристики регистрирующих сред	19
I.1.3. Классификация элементарных голограмм и их свойства	21
I.1.3.1. Толстые, тонкие и промежуточные голограммы	22
I.1.3.2. Пропускающие и отражательные голограммы	26
I.1.3.3. Амплитудные, фазовые и амплитудно- фазовые голограммы	26
I.1.3.4. Однородные (одномерные) и неоднородные (двухмерные, трехмерные) голограммы	26
I.1.3.5. Изотропные и анизотропные голограммы	31
I.1.3.6. Линейные (синусоидальные) и нелинейные (несинусоидальные) голограммы	32
I.1.3.7. Стационарные и нестационарные голограммы	33
I.1.3.8. Квазистационарные и динамические голограммы	35
I.1.4. Методы решения задачи о дифракции света на голограмме	36
I.1.5. Теория толстых однородных синусоидальных голограмм Когальника и пределы ее применимости	38
I.1.6. О теории тонких голограмм	40
I.2. Основные фотоиндуцированные процессы в светочувствительной среде, используемые для голографической записи	41

I.2.1. Классификация механизмов фотоиндуцированных процессов	41
I.2.2. Фотохромные материалы	48
I.2.2.1. Основные ФХМ и механизмы фотохромных реакций	48
I.2.2.2. Фотохромная реакция $F \rightarrow X$	54
I.2.2.3. Дисперсионная фоторефракция	57
I.2.2.4. Голографические характеристики ФХМ	57
I.2.3. Аморфные полупроводники	64
I.2.3.1. Механизмы комплексной фоторефракции в АП, используемые для записи голограмм	64
I.2.3.2. Проблема полной обратимости	68
I.2.3.3. Голографические характеристики АП	68
I.2.4. Электрооптические материалы	72
I.2.4.1. Свойства фоторефракции в ЭОМ	73
I.2.4.2. Влияние радиации, примесей и химико-термической обработки на фоторефракцию в ЭОМ	75
I.2.4.3. Основные механизмы фоторефракции в ЭОМ	84
I.2.4.4. Объемный фотовольтаический эффект	92
I.2.4.5. О природе фоторефрактивных центров	95
I.2.4.6. Количественное описание фоторефракции при записи голограмм	98
I.2.4.7. Голографические характеристики ЭОМ	100
I.2.4.8. Импульсная (однофотонная и двухфотонная) запись голограмм в ЭОМ	103
I.3. Применение голографического метода для исследования фотоиндуцированных процессов в веществе	105
Глава 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ	108
2.1. Приготовление образцов	108
2.2. Лазеры и измерение их параметров	109
2.3. Измерение спектров поглощения	111
2.4. Измерение характеристик обесцвечивания аддитивно окрашенных кристаллов KBr	112
2.5. Голографическая установка, запись голограмм и измерение голографических параметров	113

2.6. Оценка изменения показателя преломления по расходимости лазерного пучка методом эквивалентной линзы	119
2.7. Измерение фотоиндуцированного изменения двулучепреломления поляризационно-оптическим методом . . .	120
2.8. Теоретические исследования	122
Глава 3. ТЕОРИЯ ТОНКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕГРАЛА ФРЕНЕЛЯ-КИРХГОФА	123
3.1. Теория тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм без многократных внутренних отражений	124
3.1.1. Вывод общих формул	124
3.1.2. Синусоидальная модуляция параметров среды	128
3.1.3. Оптимальные профили тонких одномерных амплитудных, амплитудно-фазовых и фазовых решеток	131
3.2. Теория тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм, при наличии многократных внутренних отражений	133
3.2.1. получение общих формул	133
3.2.2. Тонкие поглощающие синусоидальные фазовые голограммы	135
3.2.2.1. Плоские волны	136
3.2.2.2. Гауссовы пучки	137
Глава 4. КРИТЕРИИ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД	139
4.1. Проблема общего определения светочувствительности оптических регистрирующих сред	139
4.2. Набор голографических параметров светочувствительности - возможный вариант решения проблемы общего определения светочувствительности оптических регистрирующих сред	140
4.2.1. Голографические параметры светочувствительности	140
4.2.2. Дифракционная эффективность синусоидальных амплитудно-фазовых голограмм при малых амплитудах модуляции показателей поглощения и преломления . . .	140

4.2.2.1. Плоские волны	142
4.2.2.2. Гауссовы пучки	142
4.2.3. Экспозиционная, эффективная и максимальная экспозиционная голографические светочувствительности	142
Глава 5. ТОЛСТЫЕ ГОЛОГРАММЫ В АДДИТИВНО ОКРАШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ KBr	
5.1. Кинетика фотохромной реакции $F \rightarrow X$	145
5.2. Голографические характеристики аддитивно окрашенных кристаллов KBr	152
5.2.1. Дифракционная эффективность и кинетика голографической записи на основе фотохромной реакции $F \rightarrow X$	152
5.2.2. Голографическая светочувствительность	161
5.2.3. Разрешающая способность	162
5.2.4. Релаксация голограмм	162
5.3. Эффект самоусиления голограмм	165
5.4. Микроспектрофотометрические исследования голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr	175
5.5. Влияние дисперсионной фотосрефракции на свойства толстых голограмм в фотохромных материалах на примере аддитивно окрашенных кристаллов KBr	177
5.5.1. Теоретическое рассмотрение на основе одноосцил- ляторной модели F -центра с F -полосой формы Гаусса.	177
5.5.2. Экспериментальные исследования	180
5.6. Предельные характеристики голограмм в фотохромных материалах на примере аддитивно окрашенных кристаллов KBr	184
5.6.1. Расчет на основе одноосцилляторной модели F -центра с F -полосой формы Гаусса	186
5.6.2. Расчет на основе экспериментальных данных	189
5.6.3. Возможности оптимизации	193

Глава 6. ТОНКИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ

В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ТИПА

$As-Se$ и $As-S$ 194

6.1. Кинетика фотоиндуцированного изменения пропускания и отражения АП пленок типа

$As-Se$ и $As-S$ 194

6.2. Голографические характеристики АП пленок типа $As-Se$ и $As-S$ 199

6.2.1. Дифракционная эффективность и кинетика голографической записи 199

6.2.2. Голографическая светочувствительность 199

6.2.3. Разрешающая способность 202

6.2.4. Релаксация АП пленок и голограмм, записанных в них 202

6.3. Проверка теории тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм без многократных внутренних отражений 204

Глава 7. ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИ-

ЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ $LiNbO_3$ 206

7.1. Голографические характеристики активированного и неактивированного $LiNbO_3$ с учетом анизотропии фоторефракции 206

7.1.1. Дифракционная эффективность и кинетика голографической записи 206

7.1.2. Голографическая светочувствительность 211

7.1.3. Разрешающая способность 215

7.1.4. Релаксация голограмм 217

7.2. Голографическое исследование анизотропии фоторефракции в $LiNbO_3-Fe$ 217

7.2.1. Зависимость фоторефракции от формы светового пятна 218

7.2.2. Зависимость фоторефракции от поляризации света 218

7.2.2.1. Методика и результаты эксперимента	219
7.2.2.2. Обсуждение результатов	219
7.3. Оптимизация голографической записи	224
7.4. Исследование тонких фазовых голограмм с многократными внутренними отражениями в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$	225
7.4.1. Проверка теории тонких элементар- ных голограмм с многократными внутренними отражениями	225
7.4.1.1. Методика эксперимента	225
7.4.1.2. Результаты сравнения эксперимента с теорией	228
7.4.2. Некоторые особенности фоторефракции в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ при записи голограмм	231
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	233
ЛИТЕРАТУРА	240

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

- АОК - аддитивно окрашенные кристаллы
- АП - аморфные полупроводники
- ДФР - дисперсионная фоторефракция
- ДЭ - дифракционная эффективность
- Г - голограмма
- ГРС - голографическая регистрирующая среда
- МВО - многократные внутренние отражения
- МПФ - модуляционная передаточная функция
- ОФВЭ - объемный фотовольтаический эффект
- ПОМ - поляризационно-оптический метод
- ПЭ - пироэлектрик, пироэлектрический
- РОК - радиационно окрашенные кристаллы
- РС - разрешающая способность
- СУ - самоусиление
- СЧ - светочувствительность
- СЭ - сегнетоэлектрик, сегнетоэлектрический
- $\Phi O \bar{E} = \frac{\eta}{W}$ - фактор общей эффективности записи
- ФР - фоторефракция, фоторефрактивный
- ФХ - фотохромизм, фотохромный
- ФХМ - фотохромные материалы
- ЦО - центры окраски
- ЩГК - щелочногалоидные кристаллы
- ЭО - электрооптический
- ЭОМ - электрооптические материалы
- \vec{C} - орт оптической оси пироэлектрика ;
- D - оптическая плотность ($D = -\lg \tau$)
- D_0 - средняя оптическая плотность голограммы

- d - толщина образца
 d_0 - диаметр лазерного пучка на уровне $1/e^2$ по I
 \vec{E} - вектор напряженности электрического поля
 E_g - ширина запрещенной энергетической зоны
 I - интенсивность света ($\text{Вт}/\text{см}^2$); в оригинальной части работы, если не оговорено - средняя по сечению лазерного пучка интенсивность $\bar{I} = P \left(\frac{\pi d_0^2}{4} \right)^{-1} \cos \theta$
 $I_{\text{зап.}}$ - интенсивность света при записи (см. " I ")
 $I_{\text{счит.}}$ - интенсивность света при считывании (см. " I ")
 I - экспозиция ($\text{Дж}/\text{см}^2$); в оригинальной части работы, если не оговорено - средняя экспозиция (см. " I ")
 I' - интенсивность света в среде; в оригинальной части работы, если не оговорено - средняя по сечению лазерного пучка и толщине образца интенсивность
 $\bar{I}' = \frac{1}{d} \int_0^d I'(z) dz = (1-R) \frac{P}{\pi d_0^2 / 4} \cos \theta_i \frac{1 - \exp[-\frac{\chi d}{\cos \theta_i}]}{\chi d / \cos \theta_i}$
 l - длина свободного пробега
 M - контраст световой интерференционной картины в воздухе
 M' - контраст световой интерференционной картины в среде
 N - концентрация
 n - показатель преломления
 n_e - необыкновенный показатель преломления
 n_o - средний показатель преломления голограммы; обыкновенный показатель преломления
 n_1 - амплитуда модуляции показателя преломления
 P - мощность света (Вт); поляризация среды
 \vec{P}_s - вектор спонтанной поляризации пироэлектрика
 R - коэффициент отражения света по I
 T - температура
 T_1 - температура ГРС при записи
 T_2 - температура ГРС при считывании
 t - время

- \tilde{t} - комплексное амплитудное пропускание ;
 $W = \frac{It}{\eta}$ - энергия записи голограммы на $I \text{ см}^2$ поверхности среды и $I\%$ дифракционной эффективности ($\text{Дж}/(\text{см}^2\%)$)
 $W_{\text{макс.}}$ - W , соответствующая максимальной ДЭ
 $W_{\text{мин.}}$ - минимальная W , соответствующая $\eta_{\text{нкс}}$ (рис.20)
 δ - относительная погрешность
 ε - диэлектрическая проницаемость среды
 η - дифракционная эффективность в одном из первых порядков дифракции
 $\eta_{\text{нкс}}$ - η , при которой $W = W_{\text{мин.}}$ (рис.20)
 θ - угол между нормалью и записывающим или считывающим пучком в воздухе
 θ_i - угол между нормалью и записывающим или считывающим пучком в среде
 θ_B - угол Брегга
 \mathcal{K} - показатель поглощения по интенсивности
 \mathcal{K}_0 - средний показатель поглощения голограммы
 \mathcal{K}_1 - амплитуда модуляции показателя поглощения
 Λ - период голограммы
 λ - длина световой волны в воздухе
 λ_1 - длина световой волны при записи голограммы
 λ_2 - длина световой волны при считывании голограммы
 $\nu = \frac{1}{\Lambda}$ - пространственная частота голограммы
 σ - проводимость среды; сечение поглощения
 τ - коэффициент пропускания по интенсивности ; время релаксации Максвелла
 τ_r - время релаксации голограммы на уровне $1/e^2$ по ДЭ
 ψ - квантовый выход
 $\Omega = \frac{2\pi}{\Lambda}$ - угловая пространственная частота голограммы
 ω - угловая частота света

В В Е Д Е Н И Е

Исследование взаимодействия света с веществом уже давно является одной из основных задач физики твердого тела. Особую актуальность эта задача приобрела в последние два десятилетия в связи с бурным развитием лазерной техники, нелинейной оптики, голографии и оптической обработки информации. В этой связи интерес представляет исследование фотоиндуцированных процессов в веществе при записи голограмм (Г).

В прикладном плане актуальность этой задачи обусловлена, главным образом, необходимостью преодолеть основное препятствие на пути реализации больших возможностей голографии и оптической обработки информации (голографическая память, оптоэлектронная вычислительная машина, обработка изображений в реальном времени, голографическое телевидение и т.д. [1-7, 13-15]) - отсутствие соответствующих голографических регистрирующих сред (ГРС). Такая среда должна допускать прямую (без проявления) запись, считывание в реальном времени, стирание и многократное использование и одновременно обладать достаточно хорошими голографическими характеристиками [7-11, 26].

Разработка новых, бессеребряных регистрирующих сред актуальна и в связи с ограниченными запасами серебра на Земле.

Исследование фотоиндуцированных процессов представляет интерес и с точки зрения создания пространственных модуляторов и дефлекторов света, а также лазерных материалов без "памяти".

В теоретическом плане эта задача актуальна возможностью получения новой информации о фотоиндуцированных процессах в веществе, связанной с пространственно-распределенным характером Г [12-16, 21], разд. 1.3).

Многие ГРС, например, фотохромные материалы [17] исследовались задолго до их применения в голографии. Интенсивное исследо-

вание ГРС началось в шестидесятых годах после появления лазеров и разработки Э.Лейтом и Ю.Упатниексом [18] схемы голографирования с внеосевым опорным пучком. Тем не менее многие существенные вопросы голографической записи в необычных регистрирующих средах еще далеки от полной ясности. Например, не ясны природа фоторефрактивных (ФР) центров в электрооптических материалах [11], микроструктура процесса коагуляции F-центров и природа X-центров в щелочногалоидных кристаллах (ЩГК, [19]). Не создана общая теория толстых Г для гауссовых пучков, аналогичная теории Когельника для плоских волн [20].

Указанные выше соображения и обусловили цель настоящей работы, которая состоит в исследовании фотофизических процессов при записи голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr, в аморфных полупроводниковых пленках типа As-Se и As-S и в сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO₃, которые представляют собою три класса неорганических материалов – соответственно фотохромные материалы (ФХМ), аморфные полупроводники (АП) и электрооптические материалы (ЭОМ). Понятие "фотофизические процессы" в данной работе трактуется широко – это как процессы образования Г в светочувствительной среде, так и процессы дифракции света на этой Г.

Выбор различных объектов исследования позволяет оптимизировать дальнейшую разработку ГРС и голографического метода исследования фотоиндуцированных процессов.

Для достижения поставленной цели было необходимо решение следующих четырех задач:

1. исследование механизмов и свойств фотоиндуцированных процессов в среде, обуславливающих запись Г;
2. определение, оптимизация и сравнение основных голографических характеристик указанных материалов;

III. совершенствование голографического метода исследования фотоиндуцированных процессов;

IV. развитие теории голографии в необходимых случаях.

Основным экспериментальным методом был голографический — запись элементарных Г и измерение дифракционной эффективности (ДЭ) в зависимости от времени экспозиции, интенсивности и поляризации экспонирующего света, периода Г, температуры, концентрации примесей и других факторов. Измерялись также спектры поглощения, проводились оптические измерения пропускания и отражения лазерным лучом. Применялось сканирование Г микроспектрофотометром МУФ-5 поляризационно-оптическим методом. Для решения многих вопросов в ходе работы применялся расчет.

Основные результаты работы вкратце сводятся к следующему:

1) экспериментально и теоретически исследованы процессы записи, считывания и релаксации Г в аддитивно окрашенных кристаллах (АОК) KBr на основе фотохромной (ФХ) реакции $F \rightarrow X$ с учетом дисперсионной фоторефракции (ДФР); 2) обнаружен и исследован эффект самоусиления Г в АОК KBr ; 3) обнаружено различие фотоиндуцированных процессов в АП пленках $As-Se$ и $As-S$; 4) обнаружены и исследованы новые свойства анизотропии фоторефракции (ФР) в $LiNbO_3-Fe$; 5) определены, оптимизированы и сопоставлены голографические характеристики АОК KBr , АП пленок $As-Se$ и $As-S$, с кристаллов $LiNbO_3$, 6) развита методика эксперимента; 7) развита и проверена теория тонких элементарных амплитудно-фазовых Г; 7) развит общий подход к определению светочувствительности (СЧ) ГРС. Более подробно основные результаты работы изложены в Заключении.

Работа состоит из Введения, семи глав и Заключения.

Первая глава обзорная. В ней изложены основные представления теории голографии и фотоиндуцированных процессов в неорганичес-

ких материалах, используемые в оригинальной части работы. Даны классификация Γ и определены основные голографические характеристики сред, проанализированы основные теории дифракции света на элементарных Γ . Рассмотрены основные механизмы ФХМ, АП и ЭОМ, дана их классификация. Приведены данные по использованию голографии для исследования фотоиндуцированных процессов в веществе.

Вторая глава посвящена методике исследований.

В третьей главе развита теория тонких элементарных амплитудно-фазовых Γ на основе дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа.

В четвертой главе изложен единый подход к оценке СЧ регистрирующих сред при прямой записи Γ .

Пятая глава посвящена исследованию ФХ реакции $F \rightarrow X$, записи Γ и ДФР в АОК KBr , а также расчету предельных голографических параметров АОК KBr и ФХМ.

В шестой главе приведены голографические характеристики АП пленок $As-Se$ и $As-S$ и изложены результаты экспериментальной проверки развитой в гл.3 теории тонких Γ в случае отсутствия многократных внутренних отражений (МВО).

Седьмая глава посвящена исследованию фазовых Γ и ФР в активированных и неактивированных СЭ кристаллах $LiNbO_3$, а также проверке теории тонких Γ с МВО.

В Заключении приведено сравнение исследованных сред, сформулированы основные результаты работы и намечены дальнейшие пути исследования фотофизических процессов.

Г л а в а I

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ЗАПИСЬ
ГОЛОГРАММ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ
(ОБЗОР)

Обзор начнем рассмотрением теории элементарных голограмм, поскольку исследование фотоиндуцированных процессов в среде, предназначенной для голографической записи, главным образом ведется голографическим методом и результаты этих исследований, как правило, излагаются с использованием голографических понятий.

I.1. Теория элементарных голограмм

Для получения количественных данных о ГРС в основном используются элементарные Г. Элементарная Г представляет собой периодическое пространственное распределение одного или нескольких параметров среды [показателей поглощения (α) и преломления (n), коэффициент пропускания (τ), коэффициентов пропускания по амплитуде (\tilde{t}) и интенсивности (τ), коэффициента отражения по интенсивности (R), толщины (d)], которое образуется в результате интерференции двух пересекающихся в светочувствительной среде (каковой является любая ГРС) световых волн [11, 18]. При прямой (без проявления) записи под действием света в основном меняется α и n . Это относится и ко всем ГРС, рассматриваемым в данной работе.

Поскольку использовались газовые лазеры с высокой степенью когерентности излучения (разд. 2.2), свет приближенно будем считать полностью когерентным. Как правило, использовались

симметричные двухлучевые схемы записи и пропускающие Г (см. рис. I и табл. I). Считывание во всех случаях производилось в зоне Фраунгофера. С учетом указанных ограничений перейдем к рассмотрению элементарных Г.

I.I.I. Формирование элементарной голограммы в светочувствительной среде

Пусть на ГРС падают две световые волны (обычно это плоские волны или гауссовы пучки) со средними интенсивностями света I_1 и I_2 (рис. I). Интерферируя они в воздухе образуют синусоидальное распределение интенсивности

$$I = I_0 (1 + M \cos \Omega x), \quad (I.1)$$

где $I_0 = I_1 + I_2$, M - контраст (или видность) интерференционной картины $\left[M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \right]$, $I_{\max} = (1+M)(I_1 + I_2)$ и $I_{\min} = (1-M)(I_1 + I_2)$ соответственно I света в максимумах и минимумах световой интерференционной картины] , $\Omega = \frac{2\pi}{\Lambda}$ - пространственная угловая частота, а Λ - период Г [3, II, 18]. Вследствие рассеяния на неоднородностях и поглощения (I)I) в ГРС принимает вид

$$I' = I'_0 [1 + M' \cos (\Omega x - \varphi)] \quad (I.2)$$

где $I'_0 = \tau I_0$, M' - контраст, а φ - сдвиг интерференционной картины в среде [I, 3, 25]. Преобразование интерференционной картины при переходе от воздуха в среду описывается модуляционной передаточной функцией (МПФ), которая называется также частотно-контрастной характеристикой [I, 3, 25] :

$$\text{МПФ} = \frac{M'(\Omega)}{M} e^{i\varphi(\Omega)} \quad (I.3)$$

Чаще всего $\varphi = 0$ и МПФ = M'/M , что и предполагается в дальнейшем. МПФ определяется импульсным откликом среды (или

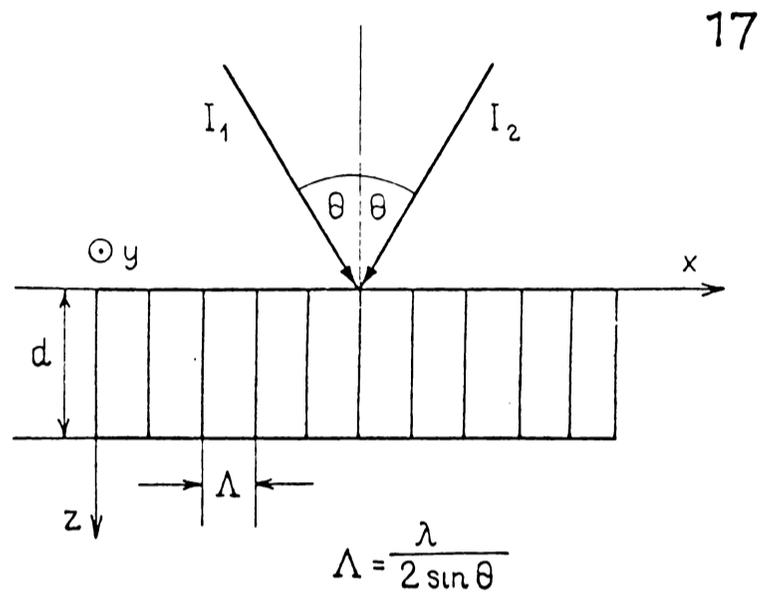


Рис. I. Запись симметричной элементарной пропускающей голограммы двумя пучками света (интенсивностями I_1 и I_2). Λ - период голограммы, λ - длина световой волны в воздухе, d - толщина.

функцией рассеяния точки) [1]. В случае элементарных Г удобнее говорить о функции рассеяния линии (ФРЛ) $h(x)$. Тогда согласно определению ФРЛ [1]

$$I' = \tau \int_{-\infty}^{\infty} I(x') h(x-x') dx' \quad (1.4)$$

Используя соотношения (1.1-1.4), условия четности [$h(-x) = h(x)$] и нормировки [$\int_{-\infty}^{\infty} h(x) dx = 1$] ФРЛ, получим

$$\text{МПФ} = \frac{M'}{M} = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cos \Omega x dx. \quad (1.5)$$

Для иллюстрации влияния МПФ на формирование Г возьмем $h(x) = \frac{1}{a\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{a^2}}$, где a — "ширина" ФРЛ, возрастающая с увеличением рассеяния. Тогда согласно (1.5) МПФ = $\exp\left[-\frac{a^2 \Omega^2}{4}\right]$ и видно, что рассеяние уменьшает контраст световой интерференционной картины в ГРС, и, в основном, при больших Ω

Строго говоря, МПФ и импульсный отклик для когерентного света являются случайными функциями. Поэтому ФРЛ и МПФ, определяемые (1.2-1.5), следует рассматривать как функции, усредненные по многим реализациям [22]. Именно усредненные ФРЛ и МПФ являются объективными характеристиками среды и измеряются экспериментально.

Синусоидальное распределение интенсивности ($\varphi = 0$) (1.2) при линейном и локальном отклике ГРС создает синусоидальные пространственные распределения \mathcal{X} и \mathcal{N} , представляющие собой Г:

$$\mathcal{X} = \mathcal{X}_0 + \mathcal{X}_1 \cos \Omega x, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_0 + \mathcal{N}_1 \cos \Omega x, \quad (1.7)$$

где \mathcal{X}_0 и \mathcal{N}_0 — средние показатели поглощения и преломления Г, \mathcal{X}_1 и \mathcal{N}_1 — амплитуды модуляции \mathcal{X} и \mathcal{N} , пропорциональные МПФ.

1.1.2. Основные голографические характеристики регистрирующих сред

Основными характеристиками ГРС являются дифракционная эффективность (ДЭ), светочувствительность (СЧ) и разрешающая способность (РС) [3,9,11,18]. Кроме того, используются такие характеристики как зависимость ДЭ от экспозиции, время хранения информации (время релаксации $\Gamma \tau_r$, обычно определяемое по уменьшению ДЭ в e^2 раз), динамический диапазон, отношение сигнал/шум при считывании, коэффициент нелинейных искажений, информационная емкость, энергия стирания, число циклов записи [3,9,11,18].

ДЭ η в m -том порядке дифракции ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) определяется отношением

$$\eta_m = \frac{P_{\text{дифр. } m}}{P_{\text{счит.}}}, \quad (1.6)$$

где $P_{\text{дифр. } m}$ - мощность света (Вт), дифрагированного в m -тый порядок, $P_{\text{счит.}}$ - мощность считывающего пучка света (рис.2). Обычно используется величина $\eta_1 = \eta$. Для идеальной (линейной) ГРС зависимость $\sqrt{\eta}$ от экспозиции линейна [18].

СЧ чаще всего [11] характеризуется энергией записи W на 1 см^2 поверхности ГРС и 1% :

$$W = \frac{I t}{\eta} \quad (1.7)$$

где $I t$ - экспозиция ($\text{Дж}/\text{см}^2$), I - интенсивность света ($\text{Вт}/\text{см}^2$), t - время (с). Однако без дополнительных условий (1.7) не дает объективной оценки СЧ материала, т.к. W зависит от t, λ, d .

Более совершенно определение СЧ [18] величиной

$$S = \frac{\sqrt{\eta}}{M I t}, \quad (1.8)$$

поскольку при линейном отклике среды S не зависит от t , однако S по-прежнему зависит от x , d . Зависимость S от x , d можно исключить, если под It в (I.8) понимать поглощенную экспозицию, а не падающую [23]. Проблеме объективной и удобной характеристики СЧ светочувствительных материалов посвящена глава 4, где на основе (I.7–I.8) предлагается набор параметров, описывающих СЧ и употребляемых в данной работе.

Общую эффективность голографической записи (в смысле одновременно больших ДЭ и СЧ) можно характеризовать фактором общей эффективности $\Phi_{ОЭ} = \frac{\eta}{W}$

РС ГРС, как было показано в разд. I. I. I, определяется МПФ, которую, при условии малых ДЭ, можно найти из измерений $\eta(\Omega)$ (при больших Ω это единственный способ) согласно формуле [9, 24]

$$\text{МПФ} = \frac{\sqrt{\eta(\Omega)}}{\sqrt{\eta_{\text{макс.}}}} \quad (\text{I.9})$$

Формула (I.9) отличается от формул для МПФ, приведенных в [9, 24] наличием $\eta_{\text{макс.}}$ вместо $\eta(\Omega \rightarrow 0)$. Это сделано нами потому, что для высокоразрешающих материалов при $\Omega \rightarrow 0$, как правило, $\eta \rightarrow 0$ ([25], см. также разд. 5.2.3, 6.2.3, 7.1.4).

Чаще, однако, для характеристики РС ГРС используют эквивалентные (I.9) зависимости $\eta(\Omega)$, $\eta(\Lambda)$ или $\eta(\nu)$ ($\nu = 1/\Lambda$), что сделано и в настоящей работе.

Информацию о ДЭ, СЧ, РС, линейности отклика и динамическом диапазоне материала иногда представляют семейством кривых Лина $\sqrt{\eta} = f(It, M, \Omega)$ [9, 18].

I. I. 3. Классификация элементарных голограмм и их свойства

В настоящее время отсутствует достаточно подробная общепринятая классификация Г, которая в данном случае необходима для

рационального описания их свойств. Попытка устранить этот пробел отражена в табл. I. Рассмотрим подробнее типы Г и их свойства.

I.I.3.I. Толстые, тонкие и промежуточные голограммы. Вид дифракции света на Г (и, следовательно, принадлежность данной Г к толстым, тонким или промежуточным Г) количественно определяется фактором Клейна $Q = \frac{2\pi \lambda d}{n_0 \Lambda^2}$ [27, 20, 18, 11], n_1 (для фазовых Г) и \mathcal{X} (для амплитудных Г). При выполнении условий Бергштейна-Кермиша [28] $\frac{4n_0 n_1}{(\lambda \nu)^2} \ll 1$ и Сидоровича-Стаселько [99] $\frac{2\mathcal{X}}{\pi \nu^2 \lambda} \ll 1$ Q следующим образом разделяет виды дифракции и типы голограмм [27]. Если $Q \gg 10$ имеет место дифракция Брегга и Г толстая. При $Q \leq 1$ происходит дифракция Рамана-Ната и Г тонкая. Интервал $1 < Q < 10$ соответствует промежуточной области дифракции и Г соответственно называется промежуточной. При больших $n_1 \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ [29] (и, видимо, при больших \mathcal{X}) это деление по Q смещается в сторону больших Q (рис. 3).

Главное свойство толстых Г, отличающее их от тонких, — это наличие не более одного выраженного дифрагированного пучка (не считая нулевой порядок дифракции $m = 0$) и только при угле θ (рис. I), близком к углу Брегга θ_m , удовлетворяющему условию Брегга

$$2\Lambda \sin \theta_m = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (I.10)$$

Толстые Г обладают значительно лучшей угловой и спектральной селективностью [11, 18, 29–33]. Угловая и спектральная селективность Г тем больше, чем меньше ширины кривых $\eta(\theta)$ и $\eta(\lambda)$ имеющих максимумы при $\theta = \theta_B$ и $\lambda = \lambda_B$, где θ_B и λ_B удовлетворяют условию Брегга (I.10). Свойства толстых и тонких Г подробно рассмотрены в работах [31–33].

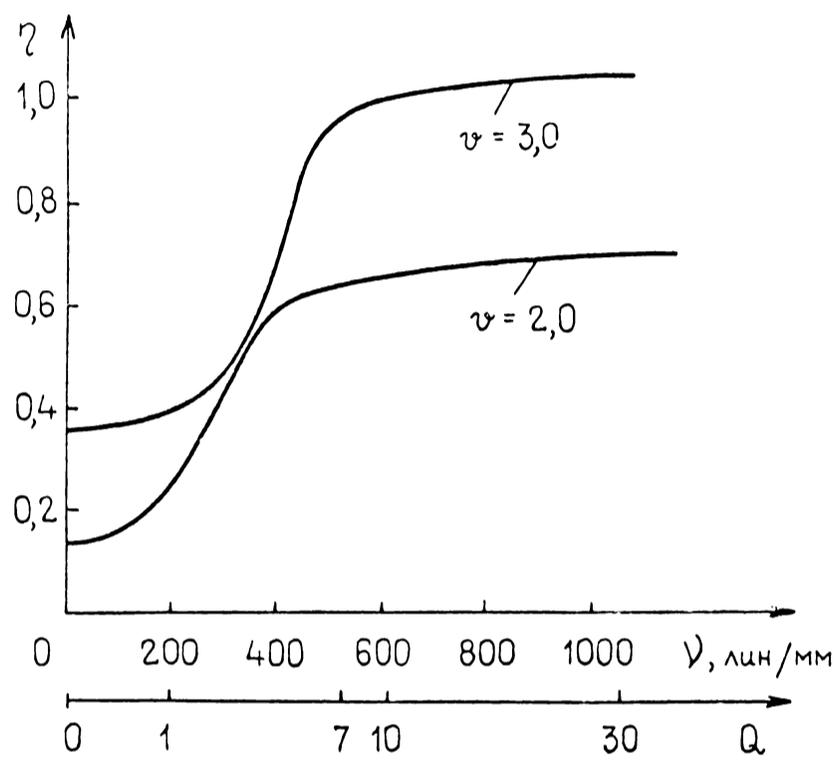
Классификация элементарных голограмм

Запись по двухлучевой схеме синусоидальным распределением интенсивности света. Считывания - в зоне Фраунгофера

№ п/п	Критерий	Признак	Название голограммы
1.	Вид дифракции света на голограмме	Дифракция Брегга Дифракция Рамана-Ната	Толстая Тонкая
2.	Геометрия записи	Промежуточная область дифракции Записывающие пучки направлены с одной стороны голограммы Встречные записывающие пучки	Промежуточная Пропускающая Отражательная
3.	Параметр световой волны, который модулируется голограммой при считывании	Амплитуда Фаза Амплитуда и фаза	Амплитудная Фазовая Амплитудно-фазовая
4.	Зависимость параметров голограммы от пространственных координат	Зависит от одной координаты Зависит от двух координат Зависит от трех координат	Одномерная или однородная Двумерная или неоднородная Трехмерная или неоднородная
5.	Зависимость параметров голограммы от поляризации света	Не зависит Зависит	Изотропная Анизотропная
6.	Зависимость отклика среды от экспозиции	Линейная Нелинейная	Линейная или синусоидальная Нелинейная или несинусоидальная

Таблица I (продолжение)

№ п/п	Критерий	Признак	Название голограммы
7.	Зависимость параметров голограммы от времени	Не зависит Зависит	Стационарная Нестационарная
8.	Влияние нестационарной голограммы на записывающие и считывающую световые волны.	Не влияет Влияет	Квазистационарная Динамическая



25

Рис. 3. Зависимость η от ν и Q при численном расчете для фазовой голограммы по методу связанных волн [30]. TE - поляризация, $\alpha_0 = 0$, $\lambda = 632,8$ нм, $d = 10$ мкм, $\nu = \pi n_1 d / \lambda \cos \theta_i$

1.1.3.2. Пропускающие и отражательные голограммы. Пропускающие и отражательные Г отличаются геометрией записи (табл. I и рис. 2). Пропускающие Г обладают большой угловой селективностью, а отражательные - спектральной [33, с. 480]. Иногда - при наличии отражающей подложки или МВО ([34], разд. 3.2 и 7.4) - пропускающая Г может одновременно действовать и как отражательная.

1.1.3.3. Амплитудные, фазовые и амплитудно-фазовые голограммы. В зависимости от того, какой параметр ГРС промодулирован при записи (α, n, d, R, τ) Г может менять либо амплитуду (α, R, τ) , либо фазу (n, d) , либо и амплитуду и фазу (α, R, τ, n, d) считываемой волны и быть соответственно амплитудной, фазовой или амплитудно-фазовой Г ([18], табл. I). Заметим, что модуляция τ может быть не только следствием модуляции α, R , но и следствием модуляции рассеяния в ГРС.

1.1.3.4. Однородные (одномерные) и неоднородные (двумерные, трехмерные) голограммы. Теории толстых одномерных (табл. I) Г посвящено много работ [18, 20, 27, 30, 32, 35-44]. В них применяются различные методы (разд. 1.1.4) и главным образом рассматриваются только толстые однородные синусоидальные фазовые Г [27, 30, 32, 37-41, 43-44]. Основное значение имеют работы Когельника [20, 43], которые используются в настоящей работе и рассмотрены в разд. 1.1.5.

Основы теории тонких однородных Г, по-видимому, были заложены еще в работах Рэлея, Рамана и Ната [1, 45]. Тонким Г вообще и однородным в частности посвящено меньше работ, чем толстым [34, 46-52].

Формулы для ДЭ однородных синусоидальных Г и значения $\eta_{\text{макс}}$.

приведены в табл.2.

Одномерная статическая Γ – простейший тип голограмм. При наличии потерь в ГРС (поглощение, рассеяние), а также при не-локальном отклике ГРС [94], основные параметры Γ , определяющие ее ДЭ, – χ_0, χ_1, n_0, n_1 – становятся функциями глубины проникновения света в ГРС Z (рис.1, 2), а Γ – двумерной (табл.1). Как показано в [53–55] это приводит к уменьшению угловой, и, в силу условия Брегга (1.10), спектральной селективности Γ . В то же время при угле Брегга ($|m| = 1$) уменьшается и относительный вклад высших порядков дифракции ($|m| > 1$) [53].

Расчет ДЭ таких двумерных Γ сводится к расчету ДЭ одномерных Γ , поскольку ДЭ как толстых [55,56], так и тонких ([48], гл.3) Γ вместо χ_0, χ_1, n_0, n_1 зависит от средних по d величин $\bar{\chi}_0 = \frac{1}{d} \int_0^d \chi_0(z) dz$, $\bar{\chi}_1 = \frac{1}{d} \int_0^d \chi_1(z) dz$, $\bar{n}_0 = \frac{1}{d} \int_0^d n_0(z) dz$, $\bar{n}_1 = \frac{1}{d} \int_0^d n_1(z) dz$ при тех же выражениях для ДЭ.

Другой тип двумерных Γ – двумерные, однородные по d Γ при прямой записи, как правило, не встречается и здесь не рассматривается.

При записи Γ ограниченными пучками (практически наиболее важный случай) она, вообще говоря, получается трехмерной (табл.1) даже при отсутствии потерь в среде. В объеме ГРС она имеет характерную ромбоэдрическую форму. Развитие теории таких Γ встречается со значительными математическими трудностями, поэтому в настоящее время не существует общей теории трехмерных элементарных Γ , подобной теории Когельника в случае одномерных Γ [20]. Тем не менее на пути создания общей теории трехмерных Γ сделано уже много [57–65]. Развита теория толстых трехмерных фазовых Γ для пучков Гаусса в кинематичес-

Таблица 2

Теоретическая дифракционная эффективность однородных синусоидальных голограмм.

Без учета отражения; конфигурация на рис.2; $\theta_1 = \theta_2 = \theta_B = \theta$; $\theta_i = \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \sin \theta\right)$

№ п/п	Тип голограммы	Закон модуляции параметров среды	Ф о р м у л а
1.	Толстая, амплитудная, пропускающая (ТЕ поляризация)	$\chi = \chi_0 + \chi_1 \cos \Omega x$	$\eta = e^{-\frac{\chi_0 d}{\cos \theta_i}} \cdot \text{sh}^2 \frac{\chi_1 d}{4 \cos \theta_i}$
2.	Толстая, фазовая, пропускающая (ТЕ поляризация)	$n = n_0 + n_1 \cos \Omega x$	$\eta = e^{-\frac{\chi_0 d}{\cos \theta_i}} \sin^2 \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_i}$
3.	Толстая, амплитудная, отражательная (ТЕ поляризация)	$\chi = \chi_0 + \chi_1 \cos \Omega z$	$\eta = \left(\frac{\chi_1}{2\chi_0}\right)^2 \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\chi_1}{2\chi_0}\right)^2} \text{cth} \left(\frac{\chi_0 d}{2 \sin \theta_i} \sqrt{1 - \left(\frac{\chi_1}{2\chi_0}\right)^2}\right)\right]^{-2}$
4.	Толстая, фазовая, отражательная (ТЕ поляризация)	$n = n_0 + n_1 \cos \Omega z$	$\eta = \left[\frac{\lambda \chi_0}{2\pi n_1} + \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \chi_0}{2\pi n_1}\right)^2} \text{cth} \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \sin \theta_i} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \chi_0}{2\pi n_1}\right)^2}\right)\right]^{-2}$
5.	Тонкая, амплитудная, пропускающая	$\tilde{t} = \tilde{t}_0 + \tilde{t}_1 \cos \Omega x$	$\eta = \cos^2 \theta \frac{\tilde{t}_1^2}{4}$
6.	Тонкая, амплитудная, пропускающая	$\chi = \chi_0 + \chi_1 \cos \Omega x$	$\eta = \cos^2 \theta e^{-\frac{\chi_0 d}{\cos \theta_i}} I_1^2 \left(\frac{\chi_1 d}{2 \cos \theta_i}\right)$
7.	Тонкая, фазовая, пропускающая	$n = n_0 + n_1 \cos \Omega x$	$\eta = \cos^2 \theta e^{-\frac{\chi_0 d}{\cos \theta_i}} J_1^2 \left(\frac{2\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_i}\right)$

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	Тип голограммы	%	Значение параметров, при которых	Литература
1.	Толстая, амплитудная, пропускающая (TE поляризация)	3,7	$\alpha_1 = \pm \alpha_0; \frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_i} = 2,1$	[20]
2.	Толстая, фазовая, пропускающая (TE поляризация)	100	$\alpha_0 = 0$ $\frac{n_1 d}{\cos \theta_i} = \frac{\lambda}{2} (2\ell + 1), \ell = 0, \pm 1, \pm 2$	[20]
3.	Толстая, амплитудная, отражательная (TE поляризация)	7,2	$\alpha_1 = \pm \alpha_0; \frac{\alpha_0 d}{2 \sin \theta_i} \rightarrow \infty$	[18, 20]
4.	Толстая, фазовая, отражательная (TE поляризация)	100	$\alpha_p = 0, \left \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sin \theta_i} \right \rightarrow \infty$	[18, 20]
5.	Тонкая, амплитудная, пропускающая	6,25	$\tilde{t}_1 = 0,5, \cos^2 \theta \approx 1$	[18, 46, 48]
6.	Тонкая, амплитудная, пропускающая	4,8	$\alpha_1 = \pm \alpha_0, \frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_i} = 3,0; \cos^2 \theta \approx 1$	[48]
7.	Тонкая, фазовая, пропускающая	33,9	$\alpha_0 = 0, \frac{2\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_i} = 1,84, \cos^2 \theta \approx 1$	[18, 46, 48]

ком приближении [57, 58] и Γ приближений двух связанных волн [59, 62]. Солимар с соавторами рассмотрели случай произвольных плоских неоднородных волн [62], случай произвольных волн [63], случай ограниченных однородных волн [65]. Солимаром получены также уравнения двух связанных волн для общего случая толстых трехмерных амплитудно-фазовых Γ [64]. Как правило, решения находятся в виде интегралов [62], бесконечных рядов [63] или численно [58-61, 65]. Только в [57, 59] при некоторых упрощающих предположениях получены явные формулы для амплитуд дифрагированных волн.

Несколько особняком стоят работы Чу и Тамира [60, 61], где рассмотрена дифракция гауссовых пучков на толстой однородной фазовой Γ .

Для тонких трехмерных Γ задача упрощается, поскольку вследствие условия $Q \ll 1$ форма Γ не ромбоэдрическая, а дискообразная. Кроме того, дифракция Рамана-Ната хорошо описывается соответствующими функциями пропускания [18, 34, 46-52].

Задача нахождения ДЭ для толстых трехмерных Γ также упрощается, если форма Γ в объеме ГРС дискообразная ([57, 65], разд. I. I. 5). Условие "дискообразности" Γ по Солимару: $\frac{d}{d_0} \ll 1$, где d_0 - диаметр пучка света при записи и считывании. На основе результатов Шеннагеля [57] нами получено более точное (и, как правило, менее жесткое) условие (рис. I)

$$\frac{d}{d_0} \leq 0,04 \frac{n_0}{\sin \theta} \sqrt{\delta (\%)}, \quad (\text{I. II})$$

где $\delta (\%)$ - относительная погрешность по ДЭ в процентах, вызываемая фактической ромбоэдричностью Γ при знаке равенства в (I. II). Так для кристаллов LiNbO_3 ($n_0 \approx 2,2$) при $\theta = 7^\circ$ и $\delta = 5\%$ $d/d_0 \leq 1,6$.

Применение ограниченного считывающего пучка даже в случае

толстой однородной Γ приводит к деформации проходящей и дифрагированной волн и к существенному уменьшению ДЭ [60, 61]. Сначала в центре пучков образуется "провал" по I , затем каждый пучок асимметрически расщепляется на два. Деформация пучков увеличивается по мере увеличения N_1 и Z (рис. I) [59, 62].

Трехмерность Γ приводит к изменению условий оптимального считывания. Считывающий пучок, вообще говоря, должен быть смещен по отношению записываемому [58]. Для тонких трехмерных Γ необходимо уменьшить $d_{0 \text{ счит.}}$ ($\eta \sim 1/d_{0 \text{ счит.}}$), а для толстых - подобрать $d_{0 \text{ счит.}} \approx 0,6 d_{0 \text{ зап.}}$ [57]. В случае трехмерных Γ $\eta_{\text{макс.}} = 50 - 70\%$ [57]. Ограниченность апертуры Γ и ее трехмерность ухудшают также угловую и спектральную селективность [58].

I.I.3.5. Изотропные и анизотропные голограммы. До сих пор рассматривались изотропные Γ (табл. I). Однако большой теоретический и практический интерес представляют анизотропные Γ - Γ , которые записаны вследствие модуляции светом тензоров диэлектрической проницаемости (ϵ_{ik}) и (или) проводимости (σ_{ik}) ГРС. Запись анизотропных Γ возможна и в изотропных ГРС, если в них происходит эффект Вейгерта - наведение светом двулучепреломления и (или) дихроизма.

Толстые анизотропные амплитудные Γ (модуляция σ_{ik}) исследовались Тодоровым и Николовой и соавторами в фотохромных кристаллах KCl с F_A -центрами [66, 67]. Толстые анизотропные фазовые Γ (модуляция ϵ_{ik}) исследованы в электрооптических кристаллах $LiNbO_3$ и $Bi_{12}SiO_{20}$ Степановым, Камшилиным, Петровым [68-72]. Ими и Волошиновым, Парыгином, Чирковым [73] развита теория толстых анизотропных фазовых Γ .

Теория тонких анизотропных амплитудно-фазовых Г разработа- на в работах Какичашвили (он их называет поляризационными) [74,75]. Он же осуществил запись таких Г на основе эффекта Вейгерта в слоях хромированной желатины с введением органи- ческого красителя, в хлорированных пленках серебра, в неор- ганических фотохромных стеклах. Следует заметить, что эффект Вейгерта наблюдался также в окрашенных силикатных стеклах [76], в окрашенных ШГК [77] и в АП пленках [78].

При анизотропной дифракции происходит поворот плоскости поляризации считывающего пучка, имеется несколько (до трех) углов Брегга в результате снятия вырождения по поляризации [68,73]. Анизотропная Г может восстановить не только амплиту- ду и фазу, но и поляризацию записанной волны [67,68,74]. ДЭ анизотропной Г примерно равна ДЭ изотропной [71]. Практичес- ки очень важно, что анизотропная дифракция позволяет сущест- венно расширить полосу пространственных частот сигнальной волны, восстановленной при $\lambda_2 \neq \lambda_1$, где λ_1 - длина свето- вой волны при записи Г, а λ_2 - при считывании [71]. В слу- чае изотропной дифракции условие Брегга настолько сужает эту полосу, что качественное считывание изображений при $\lambda_2 \neq \lambda_1$ невозможно.

1.1.3.6. Линейные (синусоидальные) и нелинейные (несинусо- идальные) голограммы. Нелинейный отклик материала к светово- му воздействию, т.е., нелинейные функции $\chi(I, t)$, $n(I, t)$ или $\tilde{t}(I, t)$, приводит к нелинейной записи Г (табл. I). Нели- нейность Г возрастает с ростом χ_1 и n_1 [28,29,79]. Харак- терная особенность нелинейных Г - наличие многих, ярко выра- женных высших порядков дифракции, в то время как для линейных Г существенны лишь несколько первых порядков ([28,29,48], гл.3).

Влияние нелинейности отклика на запись Г рассмотрено в ра-

ботах Семенова, Денисюка и Севостьяненко ([79], тонкие амплитудные Γ), Ченга и Бьёркстема ([80], тонкие и толстые пропускающие амплитудные Γ), Альфернеса ([28], толстые пропускающие фазовые Γ), Ригрода ([81], толстые отражательные фазовые Γ) в случае одномерных Γ и в работе Магнуссона и Гейлорда ([29], толстые пропускающие амплитудно-фазовые Γ) – в случае двумерных.

Нелинейную Γ с угловой частотой Ω разложением в ряд Фурье можно представить как сумму линейных синусоидальных Γ [18, 28, 48, 82–84] с частотами $m\Omega$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2; \dots$) – гармоник нелинейной Γ . η_m приближенно (а для плоских гармоник по амплитудному пропусканию точно [48]) определяется амплитудами нулевой и m -той гармоник, если амплитуда m -той гармоники достаточно мала. Для тонких Γ должно быть $\frac{x_1 m d}{\cos \theta_i} \ll 4$, $\frac{\pi n_1 m d}{\lambda \cos \theta_i} \ll 1$ [48], а в случае толстых из-за селективного характера дифракции Брегга (разд. I.I.3.I) достаточно выполнение менее жестких неравенств, в частности, $\frac{\pi n_1 m d}{\lambda \cos \theta_i} < 1,5$ для фазовых Γ [29, 82, 83]. В общем случае в Γ происходит сложное дифракционно-интерференционное взаимодействие волн различных порядков дифракции и такое вычисление η_m неверно [29, 81, 84].

Для нелинейных Γ может быть как больше, так и меньше линейных ([79, 80], табл. 3). Влияние нелинейности на запись Γ меньше для ТМ поляризации света (электрический вектор \vec{E} в плоскости падения), чем для ТЕ поляризации ($\vec{E} \perp$ плоскости падения) [29]. Учет нелинейности приводит к явной зависимости η_m ($m \geq 2$) от Ω [28].

I.I.3.7. Стационарные и нестационарные голограммы. До сих пор рассматривались Γ , которые не менялись со временем – стационарные Γ (табл. I). Прямая запись Γ , которая исследуется в данной работе, предполагает их нестационарность. Нестационар-

Таблица 3

Сравнение максимальных дифракционных эффективностей
линейных и нелинейных амплитудных голограмм

[80]

	Тонкая про- пускающая голограмма	Толстая про- пускающая голограмма	Толстая от- ражательная голограмма
Линейные голо- граммы по Когель- нику [20,46](рас- чет)	6,25%	3,7%	7,2%
Нелинейные голо- граммы при нелиней- ном отклике среды, имеющем порог и насыщение (расчет)	8,61%	7,74%	12,03%
Эксперимент	6,4 ± 0,2%	5,3 ± 0,2%	-

ные Γ можно условно разделить на квазистационарные и динамические (табл. I).

I.I.3.8. Квазистационарные и динамические голограммы. В зависимости от того, можно пренебречь обратным воздействием нестационарной Γ на записывающие и считывающую световые волны или нельзя, Γ являются квазистационарной или динамической (табл. I). Обратное воздействие на записывающие и считывающую волны нестационарная Γ может оказать либо непосредственно — из-за ее сдвига по отношению к световой интерференционной картине в результате нелокальности [I2, I3] или инерционности [I5] механизма записи, из-за других особенностей механизма записи (например, при наличии усиления в ГРС [I02]), либо через дифрагированные ею пучки при достаточно большой ДЭ. И квазистационарные, и динамические Γ могут быть записаны как в непрерывном (соответственно [34, 84, 87] и [I2, I3, I5, I6]), так и в импульсном режиме ([88–90] и [I4, 91, 92]).

Кинетика ДЭ — зависимость $\eta(t)$ — для квазистационарной Γ полностью определяется откликом среды $[\chi(I, t), n(I, t)$ или $\tilde{t}(I, t)]$, МПФ и теорией ДЭ стационарных Γ . В этом случае процессы фотоиндуцированного изменения χ , n или \tilde{t} и дифракции разделяются. Такой подход широко применяется [82, 87, 89, 90], в частности, и в настоящей работе.

В случае динамической Γ фотоиндуцированное изменение χ , n , \tilde{t} и дифракция уже не разделяются. Запись и считывание динамической Γ является единым фотофизическим процессом, который в общем случае описывается нелинейной, нестационарной системой интегро-дифференциальных уравнений.

Основы теории динамических Γ заложены Стеблером и Амодеем [I2], затем (для толстых фазовых Γ в ФР кристаллах) развиты в

работах Вахея [93], Магнуссона и Гейлорда [94], Винецкого, Кухтарева, Маркова, Одулова, Соскина ([13-15],[95] и др.), Мохерма и Янга [96,97]. Амплитудные динамические Γ рассмотрены в работах Сидоровича и Стаселько [92,98,99]. Ими же развит общий подход к амплитудно-фазовым динамическим Γ [99].

Динамическими могут быть все типы Γ (1-6, табл.1). Характерными проявлениями динамичности Γ являются: изгиб полос Γ [12], энергообмен между записывающими пучками ("перекачка") [12-15], СУ фазовой динамической Γ при считывании [16], уменьшение модуляции с ростом толщины при $\mathcal{X} = 0$ и ухудшение вследствие этого угловой и спектральной селективности [94], многообразии зависимостей $\eta(t)$ [94].

Запись динамических Γ осуществлена в СЭ кристаллах LiNbO_3 [13] и $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ [15], в полупроводниковых кристаллах CdS [14], CdSe [100], Si [101], в парах Na [92], хлороформе и этиловом спирте [102], в растворах органических красителей [103]. и в других материалах. Динамические Γ являются эффективным средством, коррекции лазерных пучков [104], усиления [14,15] и обработки [105] изображений в реальном времени, а также исследования фотофизических процессов ([213], разд.1.3).

1.1.4. Методы решения задачи о дифракции света на голограмме

Общий и строгий подход к решению задач дифракции заключается в решении уравнений Максвелла при заданных граничных и начальных условиях [1,45]. Поскольку прямое решение такой задачи сложно, используется ряд точных и приближенных методов (табл.4). Охарактеризуем подробнее наиболее часто употребляемые в голографии методы - МСВ, МДИ и МФ.

МСВ оказался наиболее удобным для расчета ДЭ толстых Γ

Таблица 4

Методы расчета светового поля,
дифрагированного голограммой

№ п/п	Название метода	Обозначение	Голограммы	Работы, в которых развит данный метод
<u>Точные методы</u>				
1.	Метод характеристических волн	МХВ	Толстые и тонкие	[37, 39, 40]
2.	Метод связанных волн	МСВ	- " -	[12, 18, 20, 27, 29, 30, 38-45, 51, 53, 54, 56, 59, 62-65, 69, 83, 93, 94, 96, 97, 99] .
3.	Метод интегральных уравнений	МИУ	- " -	[39, 40, 45]
4.	Метод разложения толстой голограммы на тонкие слои	МР	Толстые	[28, 55, 82, 83, 86, 106]
<u>Приближенные методы</u>				
Методы дифракционных интегралов:				
5.	а) Кинематическое приближение,	КП	Толстые	[35, 36, 41, 57, 58, 108]
6.	б) скалярный дифракционный интеграл Френеля-Кирхгофа,	СДИ	Тонкие	[18, 34, 45, 46, 48, 50]
7.	в) векторный дифракционный интеграл Френеля-Кирхгофа-Коттлера.	ВДИ	Тонкие	[74, 75]
8.	Метод Фурье	МФ	Тонкие	[18, 46, 47, 49, 52, 79, 109] .

(табл.4) и применялся также в случае тонких Г [30,38,51]. Он позволяет получить простые и наглядные приближенные решения (см.теорию Когельника, разд.І.І.5), а также удобен для численных расчетов. В МСВ дифрагированное поле представляется как совокупность волн различных порядков дифракции, "связанных" модуляцией \mathcal{X} и \mathcal{N} , аналогично связанным маятникам. МСВ эквивалентен МР [106]. МСВ впервые был развит в динамической теории рассеяния рентгеновских лучей [107], а также в теории дифракции света на ультразвуке [20,45].

Один из МДИ – метод КП также впервые развит (М.Лауэ) для случая рентгеновской дифракции [108]. В КП дифрагированное поле представляется бесконечной суммой (интегралом) сферических волн, излучаемых элементарными объемами Г. Оно справедливо только при малых η , и поэтому не применимо для расчета $\eta_{\text{макс}}$. Однако КП предсказывает наличие и дает правильные порядки величин для угловой ($\Delta\theta \sim \frac{\Lambda}{d}$ [20]) и спектральной селективности толстой Г [35,36]. При $\eta \ll 1$ МСВ и КП дают одинаковые результаты, которые пригодны как для толстых, так и для тонких Г [41].

В теории тонких Г для получения аналитических выражений применяются главным образом методы СДИ, ВДИ и МФ (метод разложения \tilde{t}_r в ряд или интеграл Фурье, обоснованный в [18, 109]). Однако МФ, в отличие от СДИ и ВДИ, применим только в зоне Фраунгофера, только в параксиальной области и только при направлении считывающей волны, близком к нормальному.

І.І.5. Теория толстых однородных синусоидальных голограмм Когельника и пределы ее применимости

Когельником [20] использован МСВ, но в силу условия Брегга (разд.І.І.3.І) учитываются лишь две "связанные" волны -- нуле-

вого и первого порядков дифракции. Дифракция при этом сводится к постоянной с ростом Z . (рис.2,б) "перекачке" энергии из одной волны в другую. Теория Когельника справедлива, когда "перекачка" происходит достаточно медленно, что выполняется [20], если

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_0 \gg \alpha_0, \quad \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \gg \alpha_1, \quad n_0 \gg n_1 \quad (I.12)$$

При выводе в [20] системы дифференциальных уравнений связанных волн Когельник пренебрег, в силу условия Брегга, некоторыми членами. Проведенный нами анализ показал, что учет этих членов был бы также некорректным, т.к. привел бы к неинвариантности уравнений, к сдвигу начала координат. Именно это обстоятельство привело Кесслера и Коварщика [IIО, III] к неправильным, как будет показано, выражениям для ДЭ.

Когельником получены следующие формулы для ДЭ толстых однородных пропускающих синусоидальных амплитудно-фазовых Г в случае ТЕ- и ТМ- поляризаций (рис. I)

$$\text{ТЕ-} : \quad \eta = e^{-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_i}} \left[\text{sh}^2 \frac{\alpha_1 d}{4 \cos \theta_i} + \sin^2 \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_i} \right] \quad (I.13)$$

$$\text{ТМ-} : \quad \eta = e^{-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_i}} \left[\text{sh}^2 \frac{\alpha_1 d \cos 2\theta_i}{4 \cos \theta_i} + \sin^2 \frac{\pi n d \cos 2\theta_i}{\lambda \cos \theta_i} \right] \quad (I.14)$$

Здесь $\theta_i = \arcsin \left(\frac{1}{n_0} \sin \theta \right)$

Смолович [42] показал, что формула (I.14) не вполне корректна и получил более строгое (и более сложное) выражение. Однако, при $\theta_i < \frac{\pi}{4}$ этой некорректностью, по-видимому, можно пренебречь.

Кесслером и Коварщиком [IIО] вместо (I.13) и (I.14) получены формулы, отличающиеся от (I.13) и (I.14) наличием множителя $\exp \left[-\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_i} \right]$. Это, при замене α_1 на $-\alpha_1$ [что, в силу (I.6-I.7) соответствует сдвигу начала координат на $\Lambda/2$] приводит к изменению η , что физически бессмысленно. Кро-

ме того, формулы Кесслера-Коварщика не отражают эффекта Бормана [112], свойственного толстым поглощающим Γ и наблюдаемого, в частности, при записи Γ в аддитивно окрашенных кристаллах KBr ([113], разд.5.5).

При записи и считывании Γ гауссовыми пучками в случае фазовых Γ , когда $n_1 = n_{10} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$ (r - расстояние от центра пучка, $w = d_0/2$) и выполняется условие (I.11), формулы (I.13) и (I.14) принимают вид [57]:

$$\eta = \frac{1}{2} \tau \left[1 - \frac{\sin 2\nu_0}{2\nu_0} \right], \quad (I.15)$$

где $\nu_0 = \frac{\pi n_{10} d}{\lambda \cos \theta_i}$ для ТЕ-поляризации и $\nu_0 = \frac{\pi n_{10} d \cos 2\theta_i}{\lambda \cos \theta_i}$ для ТМ. Если $\nu_0 \ll 2$, то (I.15) упрощается:

$$\eta = \frac{1}{3} \tau \nu_0^2 \quad (I.16)$$

Сравнение строгих решений с решениями Когельника показало [27,30,37], что теория Когельника адекватна при $Q > 10$ и $\theta = \theta_B$, а при $n_1 \ll 10^{-2}$ - и при $Q < 10$, т.е. для промежуточных Γ .

Строгое рассмотрение также показывает [30,38], что η зависит от Λ не только через $d_{эфф} = \frac{d}{\cos \theta_i}$ (I.13, I.14) и из-за $M\Phi < 1$ (разд. I.1.1), но и в силу зависимости условий дифракции от Λ (рис.3). Главным образом это касается дифракции в промежуточной области $1 < Q < 10$ (разд. I.1.3.1).

Обобщение теории Когельника на случай наличия многократных внутренних отражений сделано им самим [43] при $\theta = \theta_B$ и Чтироки [44] в общем случае.

I.1.6. О теории тонких голограмм

Теории тонких Γ мы уже касались в разделах I.1.3.4 и I.1.4. Основные работы в этой области [1, 18, 34, 46, 48, 52, 109]. В [1, 18, 48, 109] обоснованы основные методы расчета

(табл.4) - МФ [1,18,109] и СДИ в неосевом приближении Фраунгофера [48]. Когельником [46] рассчитаны ДЭ синусоидальных амплитудных (\tilde{t} -модуляция) и фазовых (\tilde{n} -модуляция) Г при нормальном считывании. Наиболее общий подход развит в работах автора [34,48] где учтены: произвольное направление считывания; неоднородность Г и произвольный (но периодический) закон модуляции \tilde{t} , \tilde{n} ; произвольные порядки дифракции; многократные внутренние отражения. Найдены также оптимальные профили и ДЭ тонких амплитудных, фазовых и амплитудно-фазовых решеток. В работе Магнуссона и Гейлорда рассчитаны ДЭ Г с синусоидальным, прямоугольным, треугольным и пилообразным профилями \tilde{t} - и \tilde{n} -модуляции [52].

1.2. Основные фотоиндуцированные процессы в светочувствительной среде, используемые для голографической записи

Чтобы быть практически полезными (см. Введение), ГРС должны удовлетворять ряду требований (табл.5). Существующие ГРС удовлетворяют им лишь частично. Для улучшения характеристик ГРС необходимо знание механизмов фотоиндуцированных процессов, используемых для записи Г, и их связи с голографическими характеристиками. В разделе 1.2 мы рассмотрим три класса неорганических, немагнитных, реверсивных ГРС - фотохромные материалы (ФХМ), аморфные полупроводники (АП) и электрооптические материалы (ЭОМ), которые изучаются в оригинальной части диссертации.

1.2.1. Классификация механизмов фотоиндуцированных процессов

Прямая голографическая запись, как правило, связана с

Требования к идеальной голографической регистрирующей среде ("+" означает наличие требования, а "-" - его отсутствие)

№ п/п	Требование	[7]	[26]	[II4]	[II5]
1.	Возможность прямой (без химического проявления) записи	+	+	+	+
2.	Возможность неразрушающего считывания	+	+	+	+
3.	Разрешающая способность, лин/мм	5000	1000	2000	1000
4.	Дифракционная эффективность, %	10	0,2	-	0,5
5.	Энергия записи, Дж/см ²	10 ⁻³	4·10 ⁻³	0,1	10 ⁻³
6.	Удельная энергия записи, Дж/(см %)	10 ⁻⁴	2·10 ⁻²	-	2·10 ⁻³
7.	Время записи, с	-	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻⁶
8.	Время стирания, Дж/см ²	-	10 ⁻²	-	-
9.	Время стирания, с	-	2,5·10 ⁻⁴	-	10 ⁻⁶
10.	Отношение сигнал/шум, дБ	-	-	20	-
11.	Число циклов запись-стирание при многократном использовании	большое	10 ⁸	большое	большое
12.	Время хранения	большое	большое	несколько лет	годы
13.	Линейность записи	-	-	+	-
14.	Равномерность зависимости $\eta(V)$	-	-	+	-
15.	Работа при комнатной температуре	-	-	+	+
16.	Технологичность изготовления больших образцов	-	-	-	+

пространственной модуляцией комплексного показателя преломления [II] $\tilde{n} = n - iK$, где $K = \frac{\lambda}{4\pi} \mathcal{K}$. Вообще говоря, в силу принципа причинности (который сводится к дисперсионным соотношениям Крамерса-Кронига, связывающим n и K [II6]) из $\Delta n \neq 0$ следует $\Delta K \neq 0$ и наоборот, поэтому в общем случае можно говорить о прямой записи Γ на основе комплексной фоторефракции. Однако, если $\Delta n \gg \Delta K$, то принято говорить о фоторефракции (ФР) и фазовой записи, а если $\Delta K \gg \Delta n$ — о фотохромизме и амплитудной записи [II7].

Комплексная ФР, в силу соотношения [II6]

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \vec{D}_S + \epsilon_0 \hat{\epsilon} \vec{E}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (I.17)$$

[\vec{D} — вектор электрической индукции; \vec{D}_S — спонтанная электрическая индукция, неравная нулю в пироэлектриках (ПЭ); \vec{r} — радиус вектор; \vec{E} — вектор напряженности макроскопического электрического поля в среде; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; $\hat{\epsilon}$ — оператор диэлектрической проницаемости, учитывающий временную и пространственную дисперсию среды и ее анизотропию; для изотропной среды без пространственной дисперсии при оптической частоте ω $\tilde{n}(\vec{r}, \omega) = \sqrt{\epsilon(\vec{r}, \omega)}$, где $\epsilon(\vec{r}, \omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды, связывающая соотношением $\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega)$ фурье-образы \vec{D} и \vec{E} ; \vec{P} — вектор поляризации среды, включающий спонтанную поляризацию \vec{P}_S в случае ПЭ] всегда связана с изменением \vec{P} . Используя это, удобно классифицировать механизмы комплексной ФР, связывающих с соответствующими изменениями \vec{P} . Фотоиндуцированное изменение статической \vec{P} можно [II8–II20] упрощенно (здесь и дальше опуская векторные и тензорные обозначения, а также зависимость от координат) представить в виде

$$\Delta P(\omega=0) = \frac{I}{V} + \frac{II}{N_{\text{лок}} \Delta \mathcal{M}_{\text{лок}}} + \frac{III}{N_{\text{деф}} \Delta \mathcal{M}_{\text{деф}}} + \frac{IV}{\varepsilon_0 \chi_1(0) E} +$$

$$+ \frac{V}{\varepsilon_0 \chi_1^T(0) \Delta T} + \frac{VI}{\varepsilon_0 \chi_2(0,0) E^2} + \frac{VII}{\varepsilon_0 \chi_2^S(0,0) E S} + \quad (I.18)$$

а изменение P на оптической частоте ω_I - в виде

$$\frac{1}{\varepsilon_0} \Delta P(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} P(\omega) = \chi_1(\omega) E(\omega) + \frac{III}{\chi_2^N(\omega, 0) N E(\omega)} +$$

$$+ \frac{IV}{\chi_2^{N_{\text{лок}}}(\omega, 0) N_{\text{лок}} E(\omega)} + \frac{V}{\chi_2^{N_{\text{деф}}}(\omega, 0) N_{\text{деф}} E(\omega)} + \frac{VI}{\chi_2(\omega, 0) E E(\omega)} + \frac{VII}{\chi_2^T(\omega, 0) \Delta T E(\omega)} +$$

$$+ \frac{VIII}{\chi_2(\omega, 0, 0) E^2 E(\omega)} + \frac{IX}{\chi_3^S(\omega, 0, 0) E S E(\omega)} +$$

$$+ \frac{X}{\chi_3(\omega, -\omega, \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega)} + \quad + \text{компл. сопр.} \quad (I.19)$$

Здесь E - квазистационарное внутреннее электрическое поле;

$E(\omega) = E_0(\omega) e^{i\omega t} [E_0(\omega) E_0(-\omega) = |E_0(\omega)|^2]$ - электрическое поле световой волны в среде; N - концентрация фотовозбужденных свободных носителей заряда или созданных светом центров окраски [108]; \mathcal{M} - дипольный момент свободного носителя или центра окраски; $N_{\text{лок}}$ - концентрация носителей заряда, локализованных на дефектных центрах (примесных ионах, различных структурных дефектах кристаллической решетки [108]) и участвующих в фотопереносе; $\Delta \mathcal{M}_{\text{лок}}$ - изменения дипольного момента локализованного носителя при фотопереносе; $N_{\text{деф}}$ - концентрация дефектных центров; $\Delta \mathcal{M}_{\text{деф}}$ - изменение дипольного момента дефектного центра при его фотовозбуждении; ΔT - изменение температуры при фотонагреве; S - фотоиндуцированное механическое напряжение; $\chi_1(0)$, $\chi_1(\omega)$, $\chi_2(0,0)$, $\chi_2(\omega,0)$, $\chi_3(\omega,0,0)$, $\chi_3(\omega,-\omega,\omega)$ - статические и оптические диэлектрические восприимчивости соответственно первого порядка (линейные) и второго, третьего порядков (нелинейные);

$\chi_2^N(\omega,0)$, $\chi_2^{N_{\text{лок}}}(\omega,0)$ и $\chi_2^{N_{\text{деф}}}(\omega,0)$ - оптические диэлектрические восприимчивости второго порядка, связанные соответственно с генерацией свободных носителей заряда, перезарядкой дефектных центров и с изменением их дипольных моментов под дей-

ствием света; $\chi_1^T(0)$ и $\chi_2^T(\omega, 0)$ – статическая и оптическая термооптические восприимчивости соответственно первого и второго порядка; $\chi_2^S(0, 0)$ и $\chi_3^S(\omega, 0, 0)$ – статическая и оптическая фотоэластические восприимчивости соответственно второго и третьего порядка.

Член $\chi_1(\omega)E(\omega)$ в (I.19) описывает обычное линейное распространение света в среде, в то время как все остальные члены соответствуют различным фотоиндуцированным процессам (табл.6). Общими для всех сред механизмами комплексной ФР являются фотогенерация свободных носителей заряда (электронов, дырок, экситонов) [член I в (I.19)], фотонагрев среды (не считая пирроэффект) [член У к (I.19)] и нелинейная поляризация светом среды [член УШ в (I.19)]. Все эти общие механизмы требуют больших I ($10^6 \div 10^8$ Вт/см² и более), которые достижимы лишь в импульсном режиме при использовании лазеров с модуляцией добротности или с синхронизацией мод.

Фотогенерация свободных носителей наибольшее значение имеет в полупроводниках, когда ширина запрещенной зоны не слишком велика. Свободные носители изменяют n на величину [I75]

$$\Delta n = - \frac{q^2}{2m^*n\omega^2\epsilon_0} N, \quad (I.20)$$

где q – заряд и m^* – эффективная масса носителей. Для создания $|\Delta n| \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ в случае электронов необходимо иметь $N_{эл} \approx 10^{13}$ см⁻³, что возможно только при мощных импульсах света [I75].

Рассмотрение [7, I18] нелинейной поляризации светом среды приводит к оценке

$$\Delta n \approx \frac{3}{8n} \chi_1(\omega) \frac{|E(\omega)|^2}{E_{ат}^2}, \quad (I.21)$$

где $E_{ат}$ – внутриатомное электрическое поле. При типичных

Основные механизмы комплексной фоторефракции,
используемые для записи голограмм

№ п/п	Механизм	Соотв. члены в выражениях для		Примеры ГРС
		(I.18)	(I.19)	
1.	Фотогенерация свободных носителей заряда, создание светом центров окраски	I	I	CdSe [100] Si [101] КЭ, SrTiO ₃ [11]
2.	Фотоперенос носителей заряда между дефектными центрами	II	II	CaF ₂ -Eu, Sm, ЩГК при реакциях F → F', F → U, M' → M'' [11]
3.	Изменение дипольных моментов дефектных центров под действием света	III	III	LiNbO ₃ -Cr ³⁺ [120]
4.	Фотоиндуцированный фазовый переход: а) оптически индуцированный фазовый переход б) термооптически индуцированный фазовый переход	В общем случае все члены		АП пленки As ₂ S ₃ , As ₂ Se ₃ ; АОК KBr, KCl и др. при реакции F → X [11] Крист. пленки VO ₂ [11] АН пленки As ₇ Se ₃ [123]
5.	Фотоиндуцированное изменение внутреннего электрического поля и а) внутренний линейный электрооптический эффект, б) внутренний квадратичный электрооптический эффект,	IV	IV	LiNbO ₃ , LiTaO ₃ [11] KNbO ₃ [87]
		VI	VI	PLZT керамика, Ba _{0,25} Sr _{0,75} Nb ₂ O ₆ [11]

Таблица 6 (продолжение)

№ п/п	Механизм	Соотв. члены в выражениях для ΔP		Примеры ГРС
		(I.18)	(I.19)	
6.	в) внутренний пьезоэлектрический эффект	УП	УП	$\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ [121, 122]
	Фотонагрев среды	У	У	Хлороформ, этиловый спирт [102], LiNbO_3 [120] ZnO [175]
7.	фотопироэлектрический эффект, изменяющий внутреннее электрическое поле	IУ, УI, УП	У	LiNbO_3 [124] $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ [89]
	Нелинейная поляризация светом среды	-	УШ	Растворы криптоцианиновых красителей I95

для твердых тел значения $n = 2,2$, $E_{ат} = 10^8$ В/см,
 $\chi_1(\omega) = 4$, $\Delta n \approx 2,35 \cdot 10^{-14}$ [[Вт/см²]]. Если $I \approx 10^6 \div$
 $\div 10^8$ Вт/см², то $\Delta n \approx 10^{-8} \div 10^{-6}$.

Фотонагрев обуславливает локальное тепловое расширение среды и при мощных импульсах, $\Delta n \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ [108,175].

При записи Г в непрерывном режиме эти три общих механизма комплексной ФР не дают заметных $\Delta \chi$ и Δn и дальше рассматриваться не будут.

1.2.2. Фотохромные материалы

Данному выше определению фотохромизма удовлетворяет большинство светочувствительных материалов. Традиционно под фотохромизмом (ФХ) понимается обратимое превращение вещества из одного состояния в другое, происходящее хотя бы в одном направлении под действием света и сопровождающееся изменением поглощения в видимой области спектра [17]. Это более узкое определение ФХ и будет дальше использоваться.

1.2.2.1. Основные ФХМ и механизмы фотохромных реакций. Из неорганических ФХМ для записи Г главным образом используются окрашенные ШГК и ФХ стекла, затем щелочноземельногалогидные кристаллы, легированные титанаты и ниобаты [11,17]. Механизмы записи в этих ФХМ приведены в табл.7, которая составлена на основе работ [10,11,17].

Для записи Г в ШГК применяются электронные центры окраски (ЦО), (рис.4), теория и механизмы образования которых рассмотрены в [19,126-130,173,174]. Их можно создать либо аддитивным окрашиванием в парах щелочного металла (плавлением или электролитически), либо радиационно, т.е., ионизирующим излучением [11]. Длительное хранение при комнатной температуре Г возможно только при аддитивном окрашивании, т.к., в ШГК в этом слу-

Механизм комплексной фоторефракции в фотохромных материалах, используемые для записи голограмм

л/п	Механизм	Номер соотв. общего механизма в табл. 6
1.	<p>Изотропный фотохромный эффект (изменение окраски неполяризованным светом):</p> <p>а) фотохромные реакции $F \rightarrow F'$, $F \rightarrow M$, $F \rightarrow R$, $F \rightarrow U$, $F \rightarrow X_k$, $F \rightarrow Z_1$ в ЩГК (KBr, KCl, NaCl, KJ и др.);</p> <p>б) фотохромная реакция $F \rightarrow X$ в ЩГК;</p> <p>в) фотоперенос носителей заряда между примесными центрами в щелочноземельно-галогидных кристаллах (CaF_2-Eu, Sm, SrF_2-Sm, Nd) и СЭ кристаллах ($LiNbO_3-Fe, Mn$);</p> <p>г) создание светом центров окраски, в частности, в титанатах ($SrTiO_3-Ni, Mo$) и ЩГК (KJ).</p>	2 4 2 1
2.	<p>Анизотропный фотохромный эффект (ориентирование центров окраски поляризованным светом):</p> <p>фотохромные реакции $\vec{M}' \rightarrow \vec{M}''$ (KCl, NaF), $\vec{M}'_A \rightarrow \vec{M}''_A$ (KCl-Na), $\vec{F}'_A \rightarrow \vec{F}''_A$ (KCl-Na)</p>	2
3.	<p>Обесцвечивание ФХМ, окрашенных ионизирующим излучением:</p> <p>а) реакции $\vec{F} \rightarrow \vec{F}'$, $F \rightarrow M$, $F \rightarrow R$, $F \rightarrow X_k$ в ЩГК (KBr, KCl, NaCl и др.);</p> <p>б) реакция $\vec{F} \rightarrow X$ в ЩГК;</p> <p>в) фоторазрушение центров окраски коллоидных частиц в ЩГК и фотохромных стеклах.</p>	2 4 2
4.	<p>Ориентирование центров окраски поляризованным светом в ЩГК, окрашенных ионизирующим излучением: реакции $\vec{M}' \rightarrow \vec{M}''$ (NaF), $\vec{M}'_A \rightarrow \vec{M}''_A$, $\vec{F}'_A \rightarrow \vec{F}''_A$</p>	2

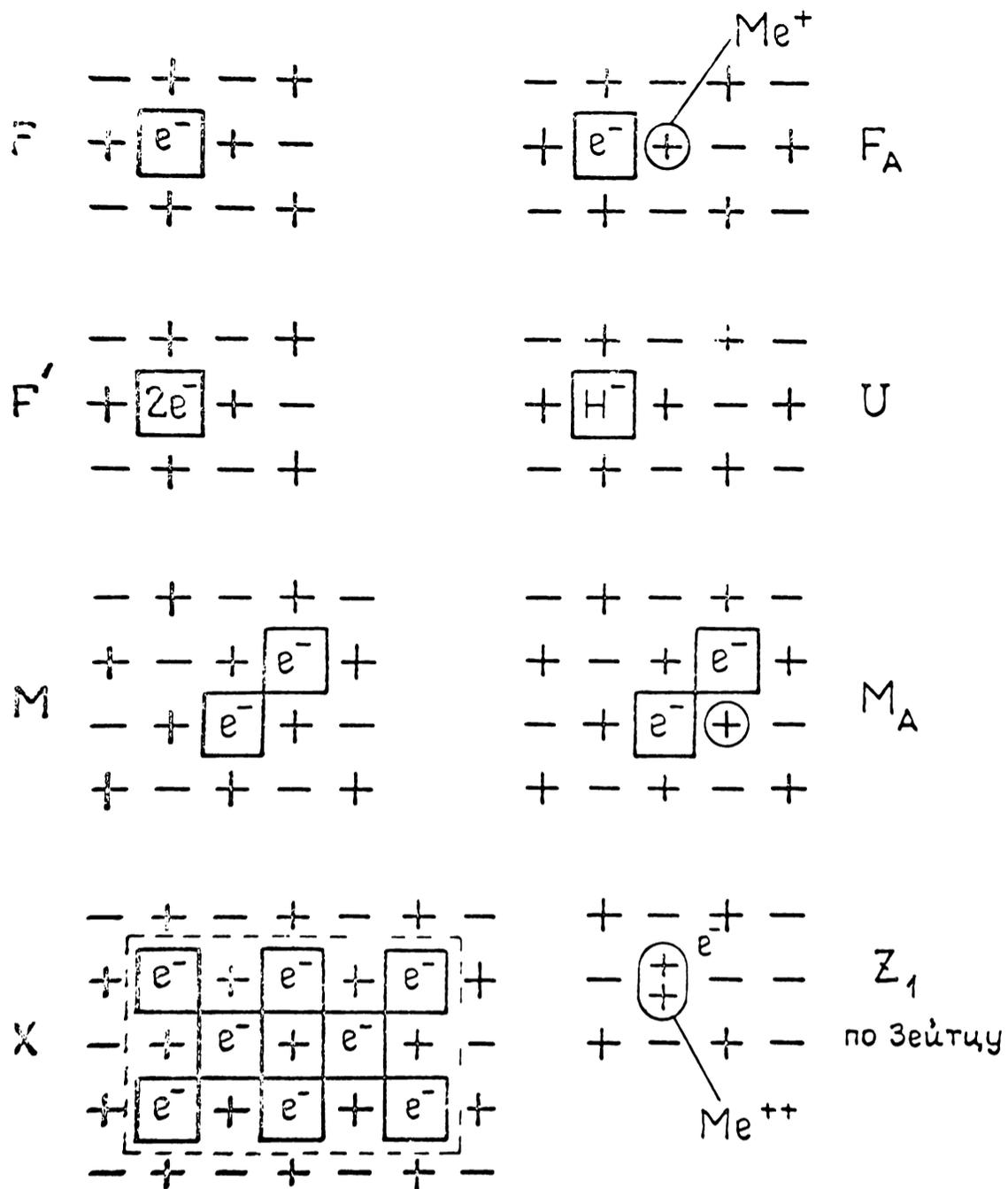


Рис. 4. Модели центров окраски в плоскости (100), используемых для голографической записи в щелочногалогидных кристаллах [11, 126]. Обозначения: e^- – электрон, квадрат – анионная вакансия, Me^+ и Me^{++} – одновалентный и двухвалентный катионы металла, H^- – анион водорода; "+" и "-" – соответственно катионы и анионы кристаллической решетки.

где нет дырочных центров и исключена их рекомбинация с электронными центрами.

При комнатной температуре F^- , F'^- , U -центры [II] Z_1 -центр [I26] изотропны, X^- , X_K^- -центры обладают слабой анизотропией [77], а F_A^- , M^- , R^- , M_A^- -центры анизотропны [II]. Структура Z_1 -центра [I26, I31, I74], а также структуры X^- и X_K^- центров окончательно не ясны (разд. I.2.2.2).

При ФХ реакциях $F \rightarrow F'$, $F \rightarrow M$, $F \rightarrow R$, $F \rightarrow U$, $F \rightarrow Z_1$, $F_A^- \rightarrow F_A'^-$, $M^- \rightarrow M''^-$, $M_A^- \rightarrow M_A''^-$ происходит фотоперенос электронов и перезарядка центров. Реакции $F \rightarrow X$ и $F \rightarrow X_K$ сводятся к коагуляции F^- -центров и имеют более сложный характер (см. разд. I.2.2.2). В результате всех этих реакций меняется спектр поглощения (например, рис. 5).

Реакция $F \rightarrow F'$ осуществима только при низких T . Реакции $F \rightarrow M$ и $F \rightarrow R$ приводят к небольшому изменению D ($\Delta D/D \leq 20\%$, рис. 5). Поэтому эти реакции не получили широкого применения [II].

Для осуществления ФХ реакции $F \rightarrow U$ в ШГК вводится водород. После аддитивного окрашивания такие кристаллы содержат F^- и U -центры, которые переходят друг в друга при воздействии F^- или U -светом. Реакция $F \rightarrow U$ в KBr в 1965 г. была использована для первой записи Γ в кристаллах [II].

Основной недостаток реакции $F \rightarrow U$ - необходимость хранения Γ при пониженной T . Это, ввиду нестабильности продуктов ФХ реакций, является недостатком и всех других ФХ реакций (табл. 7). Наиболее стабильны к воздействию T и света X^- -центры - продукты реакции $F \rightarrow X$ ([II, I7, I31], разд. 5.2.4).

В ШГК не реализованы реакции фотопереноса между примесными ионами. В то же время эти реакции (например, фотоперенос

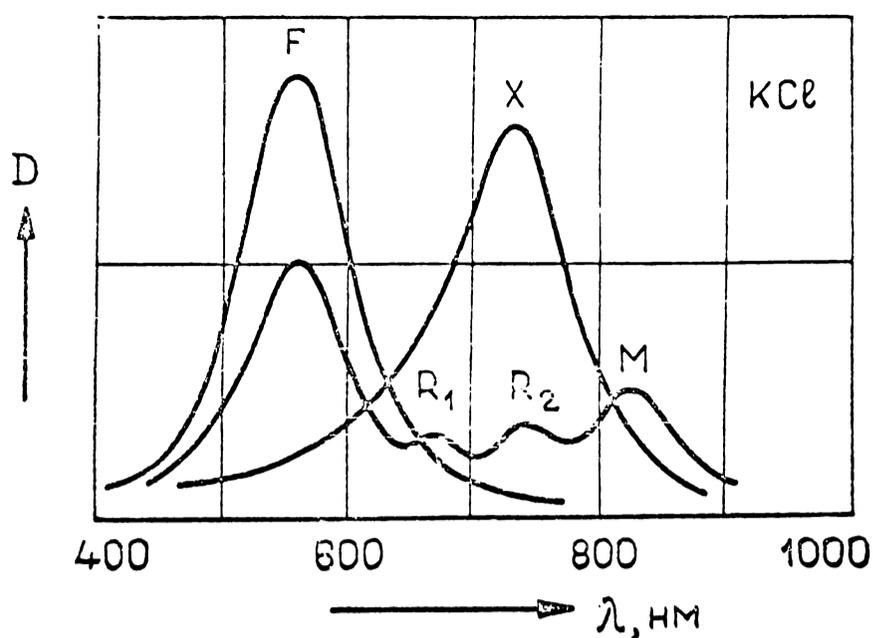
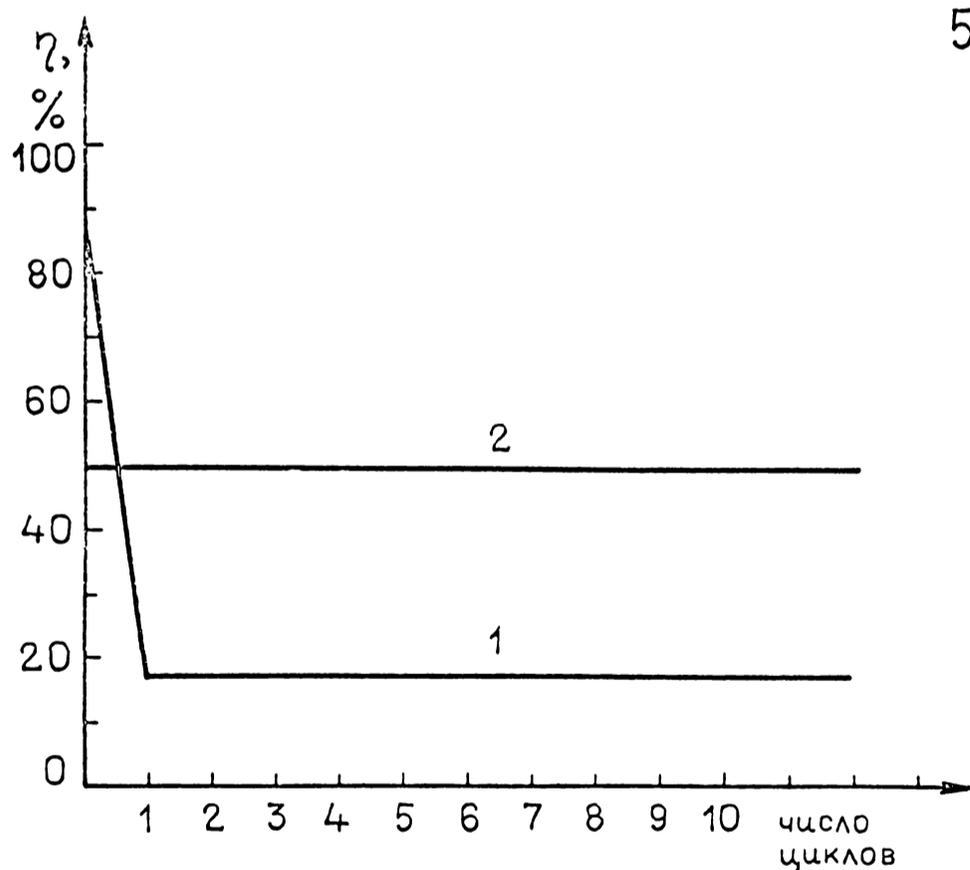


Рис. 5. Спектры поглощения аддитивно окрашенного кристалла KCl [11]; F - до обесцвечивания; R_1, R_2, M - после освещения F - светом при $25^\circ C$, X - после освещения F - светом при $200^\circ C$.



52

Рис. 6. Зависимость дифракционной эффективности от числа циклов запись-стирание ($T_1 = 180^\circ C$, $T_2 = 20^\circ C$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм) в аморфных полупроводниках I - напыленная пленка с $d = 10$ мкм, 2 - пластина с $d = 0,4$ мм [165].

электрона между ионами Eu и Sm в CaF_2) являются основными при записи Γ в щелочноземельногалогидных кристаллах [11]. За последнее десятилетие в разработке этих ГРС не наблюдалось прогресса [10]. Фотоперенос электронов (между ионами Fe и Mn) использовался также для записи Γ в ФХ СЭ кристаллах $LiNbO_3 - Fe, Mn$ [17].

Создание светом ЦО при однофотонном поглощении связано с большими затратами энергии [11, 17] и с большей (по сравнению с обесцвечиванием ЦО) инерцией [132]. Однако при двухфотонном поглощении такая запись представляет интерес, т.к. требует значительно меньше энергии [11].

Ориентация анизотропных ЦО поляризованным светом (табл. 7) основана на зависимости вероятности оптических переходов в этих ЦО от поляризации света и на фотопереносе электронов. В результате, при воздействии светом соответствующей частоты, анизотропные ЦО ориентируются параллельно $\vec{E}_{\text{света}}$ и кристалл становится дихроичным (фотодихроизм) [11, 17, 23, 133].

Запись Γ на основе анизотропного ФХ эффекта обладает рядом уникальных свойств; большой СЧ (ввиду квантового выхода $\varphi \approx 1$), возможностью записи Γ пучками с перпендикулярными (!) поляризациями [66, 67, 134]. Недостатки: необходимость использования $\lambda_1 \neq \lambda_2$ для неразрушающего считывания, необходимость хранения Γ при $T < 0^\circ C$ [11].

Рассмотренные выше реакции в АОК в принципе также происходят и в радиационно окрашенных кристаллах (РОК) [128]. Однако из-за процессов рекомбинации они не являются обратимыми. Для каждой записи необходимо свое окрашивание [11]. Поэтому такие реакции не отвечают точно данному выше определению ФХ и в табл. 7 выделены (механизмы 3, 4).

1.2.2.2. Фотохромная реакция $F \rightarrow X$. Рассмотрим подробнее реакцию $F \rightarrow X$ (см. табл. 8 и рис. 5) и связанную с ней реакцию $F \rightarrow X_k$ [135], поскольку исследование записи F на основе реакции $F \rightarrow X$ в АОК KBr является одной из целей настоящей работы. Структура X и X_k -центров и детальный ход реакций $F \rightarrow X$, $F \rightarrow X_k$ однозначно не установлены [19, 135]. Ниже мы изложим существующие представления на основе работ [19, 128, 129, 135] .

X -полосой следует считать наиболее коротковолновую и узкую из коллоидальных полос поглощения. X -центры образуются радиационно, термически, терморационно и фототермически при достаточно высоких $T = 150 - 300^\circ C$. Воздействие света стимулирует реакцию $F \rightarrow X$ и позволяет уменьшить T . Существует необходимая минимальная начальная концентрация F -центров ($F \rightarrow X$), причем для фототермического превращения $F \rightarrow X$ $N_{F \text{ мин.}} < 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Образовавшиеся X -центры не стабильны, но становятся стабильными при быстром охлаждении до комнатной температуры.

X -полоса одновременно обладает свойствами электронно-колебательной полосы типа F -полосы (равенство площадей X и F -полос при реакции $F \rightarrow X$) и коллоидальной полосы (практически не зависит от T). Поэтому считается, что X -центры - это квазиметаллические частицы или, точнее, скопление F -центров с полуметаллической связью (рис. 4).

Образование X -центров происходит либо агрегацией F -центров (механизмы Люти и Дельбека), либо в результате флуктуационного возрастания N_F в местах расположения зародышей (дислокации, границы блоков и т.д.) согласно модели Цаля-Глаубермана. В обоих случаях при $N_F > N_{F \text{ крит}}$ возникает

Таблица 8

F - [136] и X - [19] полосы окрашенных щелочно-галогидных кристаллов при $T = 20^\circ\text{C}$

Кристалл	$\lambda_F, \text{нм}$	$\hbar\omega_F, \text{эВ}$	$\lambda_X, \text{нм}$	$\hbar\omega_X, \text{эВ}$
KBr	630	1,97	740	1,68
KCl	563	2,20	710	1,75
KJ	685	1,81	885 1050	1,40 1,18
NaBr	540	2,30	595	2,08
NaCl	465	2,67	550	2,25
NaF	340	3,65	505	2,45
LiF	250	4,96	4,65	2,66

электростатическое взаимодействие газа F^- -электронов с катионным остовом решетки (фазовый переход) и образование квазиметаллической области - X -центра.

Согласно Калимулину [129] реакция $F^- \rightarrow X$ (а также реакция $X \rightarrow F^-$) происходит не прямо, а с образованием промежуточных X' -центров ($\lambda_{X'} = 730$ нм в KCl), причем $X' = MF$ ($M \approx 100$) и имеет электронно-колебательную природу. Аналогичные центры наблюдались в $NaCl$ [135] и были названы X_K -центрами ($\lambda_{X_K} = 580$ нм). Структура этих промежуточных центров не известна.

Необходимость повышенных T вызвана необходимостью достаточной большой скорости диффузии F^- , F'^- центров и анионных вакансий для достижения $N_F > N_{F_{крит}}$. Скорость диффузии возрастает и при освещении F^- -светом. Запись F^- осуществляется при $T = 150 - 230^\circ C$, когда скорость термической коагуляции F^- центров мала, но эффективна фототермическая коагуляция.

Следует заметить, что рост X -полосы не связан с увеличением N_X , а является следствием увеличения числа F^- центров в самом X -центре [19].

Реакция $F^- \rightarrow X$ очень чувствительна к наличию примесей. Неконтролируемых примесей должно быть не больше 0,01 вес.%. В то же время некоторые специально введенные присеси (например, Na в KCl и KBr) увеличивают СЧ при одновременном изменении T_1 [11].

Кинетика реакции $F^- \rightarrow X$ исследовалась в KCl [129], $NaCl$ [137, 138] и KBr (настоящая работа). Ее особенность - немонотонная зависимость эффективности $F^- \rightarrow X$ превращения от I_{F^-} -света. В [138], в частности, показано, что X -центры имеют несколько уровней возбуждения, причем

энергия возбуждения на верхний уровень равна энергии возбуждения F-центра $\hbar\omega_F$.

1.2.2.3. Дисперсионная фоторефракция. Фотоиндуцированное изменение спектра поглощения ФХМ в силу аномальной дисперсии показателя преломления сопровождается его изменением — дисперсионной фоторефракцией (ДФР) [138]. Для фазовой записи в ФХМ ДФР впервые была применена Скривенером и Табсом [140]. Параллельно эта идея была развита Шнейдером и др. [133, 134, 141], затем Томлинсоном [83], А.Н.Кравцом и др. [142, 143], Лаксмыковой [130], а также в настоящей работе (разд. 5.5, 5.6). ДФР позволяет осуществить эффективную фазовую запись ($\Delta n_{\text{макс.}} \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$, $\eta \approx 70\%$) [83]. Такая запись осуществлена в кристаллах KCl и NaF [140], NaCl и NaCl-Ca [141, 142], KCl-Na [134] и KCl Cu [144], а также в АОК KBr [113], а также в некоторых органических ФХМ [17]. Наибольшая ДЭ достигнута в KCl-Cu ($\eta = 15\%$) [144], KCl-Na ($\eta = 14,6\%$) [134], АОК KBr ($\eta = 12,1\%$) [113].

Возможность фазовой записи при ДФР недавно использована для синтеза нового полимерного ФХМ "реоксан" [139]. Для эффективной записи вне полосы поглощения в "реоксан" введен сенситивизатор, поэтому необходима фиксация Г. Получено $\eta = 40 - 60\%$, $W = 4 \cdot 10^{-2}$ Дж/(см²%). Материал однократного пользования.

1.2.2.4. Голографические характеристики ФХМ. Основные голографические характеристики ФХМ приведены в табл.9, которая позволяет сделать следующие выводы.

Наилучшие, достигнутые в ФХМ (за исключением ФХ LiNbO₃-Fe, Mn ФР в котором, видимо, имеет не только дисперсионный, но и электрооптический характер) голографические параметры

Голографические параметры фотохромных материалов

(пропускающие голограммы при записи в непрерывном режиме)

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi D \Delta$ (%см) ² /Дж	Принцип записи	Лите- ратура
KBr	0,004	6250	$0,6 \cdot 10^{-6}$	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[146]
KBr	0,5	90	0,005	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 225^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[147]
KBr	0,006	8330	$0,7 \cdot 10^{-6}$	АОК (электролитически) реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[146]
KBr	1,8	32	0,056	АОК (электролитически) реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 215^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[147]
KBr	2,3	300	0,008	РОК (электронами), фоторазрушение F-центров; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[148]
KBr-Ca	0,016	6,2	0,003	АОК (сплавлением), реакция $F \rightarrow Z_1$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[131]
KBr	0,26	10300	$2,5 \cdot 10^{-5}$	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[145] разд. 5.2.2.

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$, (%см) ² /Дж	Принцип записи	Литература
KBr	0,10	1250	$0,8 \cdot 10^{-4}$	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[145] разд. 5.2.2.
KBr	12,1	2170	$5,6 \cdot 10^{-5}$	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм	[113] разд. 5.2.2 и 5.6.2
KBr	3,4	14	0,24	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм	[113] разд. 5.2.2 и 5.6.2.
KCl	0,09	480	$1,9 \cdot 10^{-4}$	АОК (плавлением), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[146]
KCl	0,98	143	$0,7 \cdot 10^{-2}$	АОК (плавлением) реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 240^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[147]
KCl	0,12	250	$0,5 \cdot 10^{-3}$	АОК (электролитически), реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[146]
KCl	0,93	3,4	0,27	АОК (электролитически) реакция $F \rightarrow X$; $T_1 = T_2 = 260^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[147]
KCl-Cu	15,0	6,0	2,5	АОК (плавлением), коагуляция F-центров; $T_1 = 300-350^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 632,8$ нм, $\lambda_2 = 600$ нм.	[144]

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$, (%/см) ² /Дж	Принцип записи	Лите- рату- ра
KCl	0,18	0,008	21,7	Реакция $F \rightarrow F'$ при нали- чии внешнего электри- ческого поля; $T_1 = T_2 =$ $= 80$ К	[17]
KCl-Ca	0,057	0,52	0,11	АОК (плавлением), ре- акция $F \rightarrow Z_1$; $T_1 =$ $= T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 =$ $= 632,8$ нм	[131]
KCl	4,2			РОК (электронами), фот- торазрушение F -цент- ров, $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 =$ $= 514,5$ нм, $\lambda_2 = 502$ нм	[140]
KCl	14,6	2,7	5,4	АОК (плавлением), ори- ентация M -центров, перпендикулярные поля- ризации записывающих пучков; $T_1 = T_2 = 203$ К, $\lambda_1 = 488$ нм; $\lambda_2 =$ $= 752,5$ нм	[134]
KCl-Na	1,2	$0,75 \cdot 10^{-2}$	160	То же при ориентации F_A -центров; $T_1 = T_2 =$ $= 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[66]
KCl-Na	0,15	$3,3 \cdot 10^{-2}$	4,5	Ориентация F_A -центров, параллельные поляриза- ции записывающих пучков $T_1 = T_2 = 150$ К, $\lambda_1 =$ $= \lambda_2 = 632,8$ нм	[11, 17, 23]
KCl-Na	5,43	$1,8 \cdot 10^{-2}$	302	Ориентация F_A -центров параллельные поляриза- ции записывающих пуч- ков; $T_1 = T_2 = 80$ К, $\lambda_2 = 496,5$ нм	[17]

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	Φ_{003} , (%см) ² /Дж	Принцип записи	Литература
NaCl	0,012	41,7	$0,3 \cdot 10^{-3}$	РОК, реакция $F \rightarrow X_K$ $T_1 = 100-120^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм	[149]
NaCl	4,4	$1,8 \cdot 10^{-2}$	244	РОК (электронами), фоторазрушение F-центров $T_1 = T_2 = 110^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 441,6$ нм	[143]
NaCl-Ca	5,1	$1,2 \cdot 10^{-2}$	425	РОК (электронами), фоторазрушение F-центров; $T_1 = T_2 = 110^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 441,6$ нм	[143]
NaF	0,8			РОК (электронами), фоторазрушение F-центров; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 350,7$ нм, $\lambda_2 = 514,5$ нм	[140]
CaF ₂ -La	0,4	0,5	0,8	РОК (гамма изл.), фоторазрушение F-центров; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 432,8$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм	[150]
SrTiO ₃ -Ni,Mo	1,2	0,17	7,1	Обесцвечивание окрашенных кристаллов; $\lambda_1 = 514,5$ нм	[11]
SrTiO ₃ -Ni,Mo	2			Создание ЦО при двухфотонном возбуждении (импульсом); $\lambda_1 = \lambda_2 = 694,3$ нм	[11]

Таблица 9 (продолжение).

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$ (%/см) ² /Дж	Принцип записи	Лите- рату- ра
LiNbO ₃ - -Fe, Mn	30	0,3	100	Обесцвечивание $Fe^{2+} + Mn^{3+} \xrightarrow{h\nu} Fe^{3+} + Mn^{2+}$ $T_1 = T_2 = 20^\circ C$, Ar ⁺ -лазер	[17]
Сили- катные ФХ стекла	0,092	82	1,1·10 ⁻³	Обесцвечивание сте- кол, окрашенных иони- зирующим излучением,	[11]
Сили- катные стекла	4	0,17	23,5	Обесцвечивание сте- кол, окрашенных иони- зирующим излучением, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[17]
Щелоч- но-обо- ратные ФХ стекла	0,5	80	0,006	Фоторазрушение ЦО, созданных УФ облуче- нием; $T_1 = T_2 = 20^\circ C$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм	[151]
ФХ пленки AgHal- -CuHal	0,2	5·10 ⁻²	4,0	Обесцвечивание плен- ки, окрашенной УФ из- лучением; $T_1 = T_2 =$ $= 20^\circ C$, $\lambda_1 = \lambda_2 =$ $= 441,6$ нм	[152]

составляют: $\eta = 15\%$ (КСВ-С ω , $W = 0,75 \cdot 10^{-2}$ Дж/(см $^2\%$))
(КСВ-Na ω , ФОЭ = 425 (%см 2)/Дж (NaCV-C ω). Максимальные значения ДЭ получены с использованием ДФР.

ЩГК, способы их окрашивания и ФХ реакции по их голографической эффективности (в порядке убывания ФОЭ при одинаковых условиях, разд. I. I. 2) располагаются следующим образом: NaCV, KCV, KBr; радиационное окрашивание, аддитивное электролитическое окрашивание, аддитивное окрашивание плавлением; ориентация ЦО, разрушение ЦО в РОК, $F \rightarrow F'$, $F \rightarrow X$, $F \rightarrow Z_1$, $F \rightarrow X_K$

При записи Γ на основе ориентации ЦО наименее эффективен обычный случай параллельных поляризаций записывающих пучков ($\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$). В [67] показано, что при оптимальном варианте векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 должны образовать углы $\psi = 60^\circ$ с нормалью к Γ при записи, а при считывании должно быть $\psi = 90^\circ$.

ДЭ, СЧ, и ФОЭ ФХМ улучшаются при легировании (в частности, в случае ЩГК), при использовании повышенных T для записи и при наложении внешнего электрического поля.

Следует заметить, что реакции ориентации ЦО, разрушения ЦО в РОК, $F \rightarrow F'$, как правило, требуют низких T при записи и хранении Γ , причем хранение возможно только в темноте. Кроме того, многократное использование РОК возможно только при многократном окрашивании.

РС ФХМ в принципе ограничено только расстоянием между ЦО. Так, если $N_F = 10^{18}$ см $^{-3}$, то $\nu_{\text{макс}} = 10^5$ лин/мм. Практически из-за рассеяния РС существенно меньше (см. разд. I. I. I, I. I. 2, 5.2.3) - от 3000 до 6000 лин/мм [11, 17].

Стирание Γ в ФХМ производится нагревом (до 300-500 $^\circ$ C в случае АОК KBr и KCV [153]) при использовании для записи реакций коагуляции F-центров и ориентации ЦО; УФ облучением - при использовании реакции $F \rightarrow U$; светом той

же частоты и поляризации, что и свет при записи Γ - при ориентации ЦО [II, I7, I33]. Стирание нагревом и ионизирующим облучением, видимо, осуществимо для всех ФХМ.

I.2.3. Аморфные полупроводники

АП были в 1955 г. открыты группой проф. Коломийца в Ленинграде [II]. По структуре АП неорганические полимеры [3]. Эксперименты ленинградской группы показали, что понятия "зона проводимости", "валентная зона", "энергетическая щель" (E_g) имеют смысл не только для кристаллических, но и для аморфных материалов. Объяснение этому факту было дано в работах Иоффе [I54], Мотта, Дэвиса, Андерсона [II, I54-I57] и др., в которых было показано, что эти понятия определяются ближним порядком атомов. Особенность аморфных материалов заключается в том, что низшие состояния электронов в зоне проводимости и высшие состояния дырок в валентной зоне из-за флуктуаций ближнего порядка являются локализованными. Кроме того, из-за неупорядоченности в дальнем порядке в запрещенной зоне имеются "хвосты" функции плотности состояний, которые могут перекрываться [I54-I57].

Для записи Γ как правило используются халькогенидные АП (т.е., содержащие S, Se, Te) в виде пленок или стекол и имеющие $E_g \approx 2-3$ эВ [3, II, I58, I59]. Запись Γ в АП впервые была осуществлена Костышиным и др. II в 1965 г.

I.2.3.1. Механизмы комплексной фоторефракции в АП, используемые для записи голограмм. Запись Γ в АП основана на обратимых (нагревом выше T размягчения $\equiv T_p$) фотоиндуцированных фазовых переходов (табл. I0) [3, II]. Поскольку механизмы этих переходов еще далеки от полной ясности, что их классификация (табл. I0) носит гипотетический характер. Тем не менее сам

Таблица 10

Основные механизмы комплексной фоторефракции в аморфных полупроводниках, используемые для записи голограмм

№ п/п	Механизм	Пример	Обозначение
1.	Оптически или термооптически индуцированный фазовый переход аморфная фаза I → аморфная фаза 2	$\alpha \text{As}_2\text{S}_3 \rightarrow \beta \text{As}_2\text{S}_3$	Переход $A_1 \rightarrow A_2$
2.	Оптически или термооптически индуцированный фазовый переход аморфная фаза → кристаллическая фаза	$\text{Аморфный } \text{As}_2\text{S}_3 \rightarrow \text{кристаллический } \text{As}_2\text{S}_3$	Переход $A \rightarrow K$
3.	Оптически или термооптически индуцированное химическое разложение	$2\text{As}_2\text{S}_3 \rightarrow 2\text{S} + \text{As}_4\text{S}_4$	Фоторазложение

факт изменения структуры под действием света установлен твердо как на основе косвенных измерений (изменение оптических [3, II, I58] свойств, микротвердости [I60], скорости растворения [I58, I60]), так и прямыми методами (электронная [I61] и рентгеновская [I62] дифракция, инфракрасная спектроскопия [I62]). Так Козловым и Экманисом показано [I61], что при облучении светом с $\hbar\omega \approx E_g$ при экспозиции около 240 Дж/см^2 происходит увеличение радиуса первой координационной сферы R_1 (на $\approx 10\%$ в As_2S_3 и на $\approx 1\%$ в As_2Se_3 для свеженапыленных пленок) и уменьшение координационных чисел. Микроскопически эти структурные изменения связаны с образованием электронно-дырочных пар, разрывом ковалентных связей и сложным кулоновским взаимодействием атомов [3, II, I58].

Фотоиндуцированные структурные изменения АП сопровождаются сдвигом края полосы фундаментального поглощения (ΔE_g) и изменением χ и n (табл. II). (АП дают наибольшие Δn среди всех ГРС) ΔE_g коррелирует с ΔR_1 [I59] и, видимо, вызвано фотоиндуцированным изменением плотности локализованных состояний.

Фазовые переходы в АП могут быть оптическими (прямое действие света) или термооптическими (термическое действие света) [II], Оптические переходы осуществляется при $I < I_{\text{крит}}$. ($I_{\text{крит}} \approx 5 \text{ Вт/см}^2$ для пленок $\text{As} - \text{Se}$ [I23]) и характеризуются небольшой СЧ [I23] и выполнением закона взаимозаменяемости [I58]. При $I > I_{\text{крит}}$ пленка нагревается до $T > T_p$, запись имеет в основном термооптический характер и СЧ резко возрастает [I23]. Структурные изменения АП в случае оптического и термооптического воздействий различаются [I62].

В общем случае вопрос о том, когда какой из механизмов (табл. IO) является главным, не решен. Кенеман и др. считают, что

Таблица II

Фотоиндуцированные изменения показателя преломления
 Δn в аморфных полупроводниках

Состав пленки	Δn	Сдвиг края полосы фундаментального поглощения ΔE_g , эВ	Литература
As_2S_3	0,122	-	[11]
As_2Se_7	0,02	-	[163]
As_2Se_5	0,02	0,025	[163]
As_2Se_3	0,13	0,06	[163]
$AsSe$	0,21	0,145	[163]
As_3Se_2	0,30	0,19	[163]

при любых I происходит фоторазложение [I62]. Данные других работ противоречат этому [I64]. Тем не менее наличие фоторазложения при термооптическом воздействии в [I62] показано прямо. По-видимому, при $I < I_{\text{крит.}}$ основным является переход $A_1 \rightarrow A_2$ [I64], а при $I > I_{\text{крит.}}$ - переход $A \rightarrow K$ [II] и фоторазложение [I62].

I.2.3.2. Проблема полной обратимости. Проблема механизмов записи Γ в АП тесно связана с проблемой полной обратимости при многократном использовании АП. В случае неотожженных (при $T > T_p$) пленок после первого цикла запись-стирание ДЭ значительно уменьшается (рис.6, I). В случае отоженных пленок [II, I62] и стекол [I65] уменьшения ДЭ нет, но ДЭ существенно меньше, чем для свеженапыленной пленки (рис.6).

Оказывается, что вид кривой I повторяет и зависимость Δn [I66] и микротвердости [I60] от числа циклов, в то время как \mathcal{X} меняется полностью обратимо [II]. Т.о., зависимость I (рис.6) связана с неполной обратимостью структуры неотожженных пленок.

Зависимость $\Delta \mathcal{X}$ и Δn различна не только от числа циклов, но и от t - изменение \mathcal{X} происходит несколько раз быстрее [I67]. Авторы предполагают, что $\Delta \mathcal{X}$ и Δn связаны с различными механизмами структурных изменений, например, с разрывом межатомных ковалентных связей ($\Delta \mathcal{X}$) и созданием нового полимерного каркаса (Δn).

I.2.3.3. Голографические характеристики АП. Голографические характеристики АП (табл.I2) исследованы в ряде работ [3, IO, II, I58, I65-I70], в том числе и в настоящей (разд.6.2). Лучшие голографические параметры АП в непрерывном режиме записи Γ составляют: $\eta = 90\%$ (пленки $AS-S$ [I65]), $W = 0,5$ Дж/(см²%), пленки $AS_{15}S_{85}$ [II], $\Phi_{03} = 45$ (%см)²/Дж (пленки $AS_{37}S_{63}$

Голографические параметры аморфных полупроводников (пропускающие голограммы, непрерывная запись при комнатной температуре)

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi O \Xi$ (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Литература
As ₂ S ₃	80			$d = 10$ мкм, $\lambda_1 = 488,0$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{\text{зап.}} = 1,5$ Вт/см ² .	11
As ₂ S ₃	1			$\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0$ нм	169
As ₂ S ₃	10			$\lambda_1 = 488,0$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм.	169
As ₂ S ₃	1	7,5	0,13	$d = 2$ мкм.	168
As ₁₅ S ₈₅	18	0,7	36	$d = 450$ мкм, $\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{\text{зап.}} = 0,01$ Вт/см ² .	11
As ₂₀ S ₈₀	8	1,8	4,4	$d = 2 \div 4$ мкм, $\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 12,2$ мкм, $I_{\text{зап.}} = 0,08$ Вт/см ² .	разд. 6.2
As ₂ S ₈₀	5	1,8	2,8	$\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{\text{зап.}} = 0,01$ Вт/см ² .	11
As ₃₇ S ₆₃	1,63	11,8	0,14	$d = 3$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 488$ нм, $\Lambda = 12,2$ мкм, $I_{\text{зап.}} = 0,08$ Вт/см ² .	разд. 6.2
— " —	30	0,67	45	$d = 3$ мкм, $\lambda_1 = 488$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 12,2$ мкм, $I_{\text{зап.}} = 0,08$ Вт/см ² .	разд. 6.2

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$, (%/см) ² /Дж	Условия записи	Лите- рату- ра
As-S	50			$d = 400$ мкм, $T_1 = 180$ С, $T_2 = 20$ С, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{зап.} = 5$ Вт/см ² , толстая Г.	[165]
As-S	90			$d = 10$ мкм, $T_1 = 180^\circ$ С, $T_2 = 20^\circ$ С, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{зап.} = 5$ Вт/см ² , толстая Г.	[165]
As Se	4,2	5	0,84	$d = 1,8$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 0,91$ мкм, $I_{зап.} = 5$ Вт/см ² .	[166]
As Se	5	2,4	2,1	$d = 1,5$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 1,67$ мкм, $I_{зап.} = 1$ Вт/см ² , тонкая Г	[170]
As ₃ Se ₂	4	7,8	0,51	$d = 3,7$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 10$ мкм, $I_{зап.} = 0,26$ Вт/см ²	[169]
— » —	20	4,7	4,25	$d = 3,7$ мкм, $\lambda_1 = 632,8$ нм, $\lambda_2 = 1150$ нм, $\Lambda = 10$ мкм, $I_{зап.} = 0,26$ Вт/см ² .	[169]
As ₇₀ Se ₃₀	5,9	11,7	0,50	$d = 2-4$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 12,2$ мкм, $I_{зап.} = 0,64$ Вт/см ²	разд. 6.2

Таблица 12 (продолжение)

Материал	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$, (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Лите- рату- ра
As ₉₁ Se ₉	4,65	3,98	1,2	$d = 2 \div 4$ мкм, $\lambda_1 =$ $= \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 12,2$ мкм, $I_{\text{зап.}} = 0,64$ Вт/см ²	разд. 6.2
Ge-Te	3	$1,7 \cdot 10^{-2}$	176,5	$I_{\text{зап.}} = 10^6$ Вт/см ²	[II]
As ₂₀ S ₇₈ Br ₂	5,7	1,6	3,6	$I_{\text{зап.}} = 0,01$ Вт/см ²	[II]
As-S-Se	20	1	20	$d = 10$ мкм, $\lambda_1 =$ $= \lambda_2 = 632,8$ нм, $I_{\text{зап.}} = 0,2$ Вт/см ²	[I58]
As-S-I	70÷80			$\lambda_1 = \lambda_2 = 488$ нм, толстая Г.	[I58]
As-Se- -S-Ge	10			$d \geq 3$ мкм, $\lambda_2 =$ $= 568,2$ нм, число циклов запись-сти- рание $> 10^4$.	[10]

разд.6.2). Обычно они получаются при $\Delta E_g < 0$ [II] .

Хорошими голографическими параметрами выделяются многокомпонентные АП.

Значительное улучшение W и ФОЭ получено в импульсном режиме при записи в Ge-Te : $W = 1,7 \cdot 10^{-2}$ Дж/(см²%), ФОЭ = 176,5 (%см)²/Дж [II] , что, очевидно, связано с термооптическим характером импульсной записи [I23] .

Наилучшие η и W получены при $\lambda_1 \neq \lambda_2$, когда запись осуществляется при большом \mathcal{X} , а считывание — при малом. Этого же можно достичь при $\lambda_1 = \lambda_2$, $T_1 \neq T_2$, используя зависимость $\Delta E_g(T)$ [I65], а также, видимо, при $\lambda_1 = \lambda_2$ и двухфотонном поглощении [I71] .

Приложение электрического поля улучшает СЧ до 1000 раз, уменьшая одновременно РС [I0,II] . Последнее, очевидно, связано с ускорением кристаллизации в электрическом поле [I72] .

По литературным данным РС пленок As-S составляет около 2860 лин/мм [II] , а пленок As-S — не менее 9000 лин/мм [3] . Это различие подтверждается и нашими измерениями (разд.6.2).

При $d \leq 1,5$ мкм на голографические характеристики АП начинают влиять МВО [I70] .

τ_r АП в оптимальных условиях ≈ 5 месяцев (разд.6.2)

I.2.4. Электрооптические материалы

Комплексная ФР в ЭОМ сводится к почти чистой ФР, т.к., заметное $\Delta \mathcal{X}$ в области прозрачности ЭОМ получаются либо при мощном импульсном воздействии [I76,I77] , либо при больших концентрациях примесей [I7] . ФР (или фотопреломление [II]) по-видимому; впервые наблюдалась Петерсоном и др. в СЭ кристаллах $LiNbO_3$ в 1964 г. [I78] и была впервые исследована

Эшкиным и др. (1966 г.) [179]. Запись объемных фазовых Г в ЭОМ была впервые осуществлена Ченом и др. в 1968 г. также в LiNbO_3 [180].

ФР наблюдалась в сЭ кристаллах LiNbO_3 , KNbO_3 , BaTiO_3 , $\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ и др., в сЭ керамике PLZT [11], а также в несегнетоэлектрических полупроводниковых кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и др. [181]. ФР в ЭОМ отличается разнообразием механизмов (в принципе все механизмы табл. 6). Наибольшее число работ (включая и данную) посвящено кислородно-октаэдрическому сЭ LiNbO_3 , который является модельной средой для изучения ФР в ЭОМ.

1.2.4.1. Свойства фоторефракции в ЭОМ. В отличие от ФХМ и АП, ФР в ЭОМ обусловлена электрооптической (ЭО) природой этих материалов [11, 180, 181]. Об этом свидетельствует влияние $\vec{E}_{\text{внеш}}$ на ФР и возможность компенсации ФР соответствующим выбором $\vec{E}_{\text{внеш}}$. (рис.7), а также явление электрического пробоя при ФР [179, 183, 184]. В момент пробоя в LiNbO_3 $\Delta(n_e - n_o) \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$, что соответствует внутреннему электрическому полю $E_{\text{внутр}} = 200$ кВ/см [184]. Пробой подробно исследован в [208], где показано, что он происходит через поверхность образца.

ФР в ЭОМ практически не обладает инерцией (Δt задержки < 2 [176] ÷ 5 [185] нс) и пороговой энергией (при $I t \gg 10^{-3}$ Дж/см² [185]).

При ФР в ЭОМ выполняется закон взаимозаместимости [179], однако для этого существенна равномерность освещения [186].

ФР в ЭОМ существенно зависит от λ (рис.8) и сопровождается $\Delta E_g \neq 0$ в результате электропоглощения (эффект Франца-Келдыша, $\Delta E_g < 0$; эффект Керна-Харбеке, $\Delta E_g > 0$). Так в

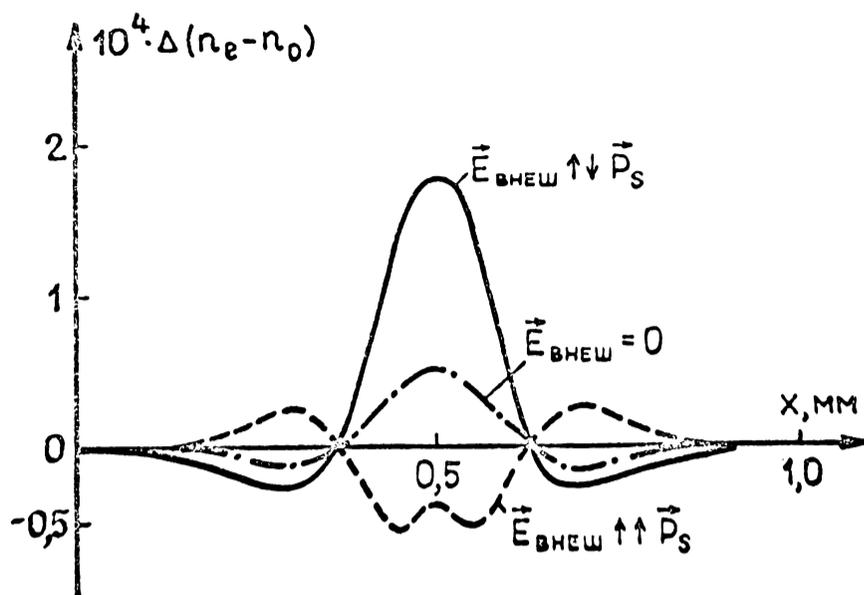


Рис. 7. Пространственное (вдоль оптической оси \vec{C}) распределение изменения двулучепреломления $\Delta(n_e - n_o)$, наведенное в LiNbO_3 He-Ne лазером ($\lambda = 632,8$ нм) при наличии внешнего электрического поля $\vec{E}_{\text{внеш}}$. \vec{P}_S - вектор спонтанной поляризации, $\vec{P}_S \uparrow \vec{C}$ [182].

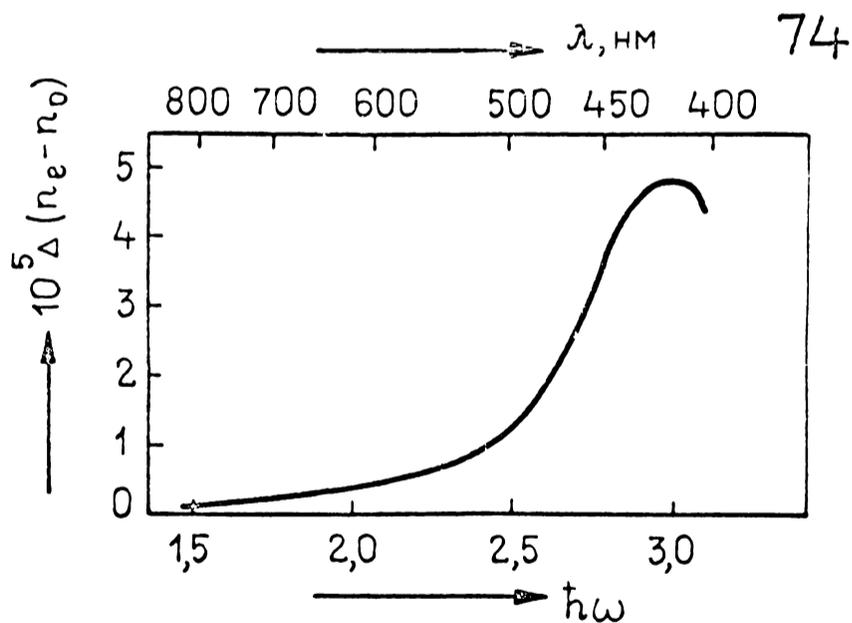


Рис. 8. Спектральная зависимость фоторефракции в нелегированных кристаллах LiNbO_3 [11]. Величина $\hbar\omega$ дана в эВ.

LiNbO_3 при $\Delta n \approx -4 \cdot 10^{-3}$ $\Delta E_g \approx 3 \cdot 10^{-3}$ эВ, а в $\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ при $\Delta n \approx 10^{-4}$ $\Delta E_g \approx -0,6 \cdot 10^{-3}$ В [187].

При непрерывном освещении в стационарном состоянии (при насыщении) величина ФР $\Delta n_{\text{стац.}} = \Delta n_{\text{макс.}} [\Delta n = \Delta n_e, \Delta n_o \text{ или } \Delta(n_e - n_o)]$ увеличивается с ростом I , но уменьшается с ростом T [179, 188-191]. Одновременный рост I и T увеличивает СЧ (определяемую как $S_{\text{ФР}} = \frac{\Delta n}{I t} \Big|_{I t \approx 0}$ или $S = \frac{\sqrt{\eta}}{I t} \Big|_{I t \approx 0}$) и уменьшает постоянную времени записи [188, 190, 191]. При достаточно высокой T ($T \approx 170^\circ\text{C}$ в LiNbO_3 [190]) $\Delta n_{\text{макс.}} = 0$, т.е., ФР нет. Вместе с тем при импульсном освещении $\Delta n_{\text{макс.}}$ не зависит от T [190], следовательно, уменьшение $\Delta n_{\text{макс.}}$ с ростом T при непрерывном возбуждении связано с уменьшением времени релаксации Максвелла $\tau = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma}$. Так в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ при изменении T от 20°C до 300°C τ меняется от 10^3 с до 10^{-3} с [190].

Темновая проводимость (σ_T) в ЭОМ в основном ионная [192] и при $N_{\text{примесь}} \lesssim 0,1$ вес.% имеет активационную зависимость от T [193]

$$\sigma_T = \sigma_{T_0} \exp \left[-\frac{Q}{kT} \right], \quad (1.22)$$

(Q - энергия активации, k - постоянная Больцмана) и поэтому возрастает с увеличением T .

В СЭ кристаллах (LiNbO_3 [194], BaTiO_3 [195]) фотопроводимость ($\sigma_{\text{Ф}}$) обусловлена поляронным механизмом. Освещение ЭОМ может увеличить $\sigma = \sigma_T + \sigma_{\text{Ф}}$ на несколько порядков [183, 201].

Зависимость ФР от поляризации света исследована в настоящей работе (разд. 7.2).

1.2.4.2. Влияние радиации, примесей и химико-термической обработки на фоторефракцию в ЭОМ. Упомянутые в заглавии факторы приводят к образованию дефектных центров - радиационных,

примесных и собственных. Они существенно влияют на величину, кинетику и релаксацию ФР в ЭОМ, т.к. увеличивается концентрация доноров и ловушек фотоионизованных электронов [11].

Облучение LiNbO_3 гамма-радиацией (доза 10^4 рад) приводит к увеличению $\eta_{\text{макс.}}$ в ≈ 7 раз (до $\eta_{\text{макс.}} = 15\%$ при $d = 3$ мм) и СЧ на порядок [192]. При этом $\Delta E_g < 0$. Облучение LiNbO_3 электронами с энергией 3 МэВ увеличивает $\eta_{\text{макс.}}$ примерно в 30 раз и СЧ – 50 раз (табл.13).

Легирование ЭС кристаллов в основном производится ионами переходных металлов (Fe, Cu, Mn, Cr, Co, Ni и др.). При этом используется их способность отдавать и принимать обратно электроны с d -оболочек [11, 202]. В результате изменяется спектр поглощения. По характеру этого изменения примеси делятся на две группы [11, 202]: 1) дающие отдельные пики в спектре поглощения (Cr, Co, Ni); 2) приводящие к $\Delta E_g < 0$ (Fe, Cu, Mn), причем $|\Delta E_g(\vec{E}_{\text{СВЕТА}} \perp \vec{c})| > |\Delta E_g(\vec{E}_{\text{СВЕТА}} \parallel \vec{c})|$. Пики поглощения первого типа обусловлены переходами между локальными состояниями примесей, в то время как сдвиг края поглощения во втором случае связан с переходами глубокие примесные уровни – зона проводимости [202] и валентная зона – мелкие примесные уровни [203]. Примеси второй группы дают значительное увеличение ФР ($\eta_{\text{макс.}}$) и СЧ, причем наилучшие результаты получаются с Fe – увеличение $\eta_{\text{макс.}}$ не менее, чем на порядок, а СЧ – даже в 10^4 раз (табл.13).

Владимирцев и др. [204] связывают эффективность примеси с интенсивностью ион-решеточного взаимодействия. Так внедрение Fe^{2+} в LiNbO_3 приводит к сильному искажению кристаллического поля в результате эффекта Яна-Теллера. Для ионов Cu ион-решеточное взаимодействие значительно меньше и это, по видимому, объясняет намного меньшую СЧ $\text{LiNbO}_3\text{-Cu}$ по срав-

Голографические параметры электрооптических материалов

Толстые пропускающие голограммы; считывание необыкновенным лучом ($\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \parallel \vec{C}$); штрихи голограмм $\perp \vec{C}$; НЗ - непрерывная запись, ИЗ - импульсная запись; $T_1 = T_2 \approx 20^\circ\text{C}$

Материал (кристалл)	η , % 0	W , Дж/(см ² %)	$\Phi O \Xi$, (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Лите- ратура
LiNbO_3	0,03	$2,8 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^{-6}$	НЗ, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5 \text{ нм}$	[196]
LiNbO_3	6	$1,7 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	НЗ, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$	[10]
LiNbO_3	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	НЗ, $\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$, $\lambda_1 =$ $= 488,0 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 632,8$ нм , $\Lambda = 5 \text{ мкм}$.	разд. 7.1
LiNbO_3	25	0,02	1250	ИЗ, двухфотонное возбуждение, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532,0 \text{ нм}$	[11]
LiNbO_3 облученный электронами	0,15	90	$1,6 \cdot 10^{-3}$	НЗ, $\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$, $\lambda_1 =$ $488,0 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 632,8$ нм , $\Lambda = 5 \text{ мкм}$.	разд. 7.1
LiNbO_3 - - Fe	10	18	0,55	0,03 вес.% Fe, НЗ, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$, $I_{\text{зап.}} = 0,11 \text{ Вт/см}^2$.	[10]
"	38	8	4,5	0,03 вес.% Fe, НЗ, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$, $I_{\text{зап.}} = 0,3 \text{ Вт/см}^2$.	"
"	50	3,4	14,7	0,03 вес.% Fe, НЗ, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$, $E_{\text{внеш.}} = 3,3 \text{ кВ/см}$.	"
LiNbO_3 - - Fe	50	20,3	2,46	0,1 вес.% Fe_2O_3 , НЗ, $\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 =$ $= 632,8 \text{ нм}$, $\Lambda = 5 \text{ мкм}$.	разд. 7.1

Материал (кристалл)	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi OЭ$, (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Лите- ратура
LiNbO ₃ -Fe	50	0,11	454,5	0,02 вес.% Fe, ИЗ, $\lambda_1=441,6$ нм, $\lambda_2=$ $=632,8$ нм, $\Lambda=1$ мкм.	[197]
LiNbO ₃ -Fe	65	2,77	23,5	0,03 вес.% Fe, отра- кательная Г, ИЗ, $\lambda_1=$ $=\lambda_2=632,8$ нм, $\gamma=$ $=7000$ лин/мм.	[198]
LiNbO ₃ -Fe	20	0,02	1000	ИЗ, $E_{внеш}=10$ кВ/см, $\lambda_1=\lambda_2=488,0$ нм.	[11]
LiNbO ₃ -Fe	12	0,007	179,1	0,078 вес.% Fe ₂ O ₃ , ИЗ, двухфотонное возбуждение, $\lambda_1=$ $=532,0$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм.	[10]
LiNbO ₃ -Fe	1	$2 \cdot 10^{-3}$	500	ИЗ, двухфотонное возбуждение, $\lambda_1=$ $=\lambda_2=532,0$ нм.	[10]
LiNbO ₃ -Fe	1	0,05	20	ИЗ, однофотонное возбуждение, $\lambda_1=$ $=532,0$ нм, $\lambda_2=647$ нм, $\Lambda=1$ мкм.	[177]
LiNbO ₃ -Fe	2	0,165	12,1	0,07 вес.% Fe, ИЗ, од- нофотонное возбуж- дение, $\lambda_1=532,0$ нм, $=\lambda_2=632,8$ нм, $\Lambda=$ $=1$ мкм.	[89]
LiNbO ₃ -Cu	2,5	25,9	0,096	ИЗ, $\vec{E}_{лаз} \perp \vec{C}$, $\lambda_1=\lambda_2=$ $=488,0$ нм, $\Lambda=5$ мкм.	разд. 7.1

Таблица 13 (продолжение)

Материал (кристалл)	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi O \exists$, (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Лите- ратура
$\text{LiNbO}_3\text{-Rh}$	80	0,1	800	ИЗ, $\lambda_1=488,0\text{нм}$, $\lambda_2=632,8\text{нм}$.	[II]
$\text{LiNbO}_3\text{-U}$	40	0,025	1600	0,25моль% U, $\lambda_1=$ $=\lambda_2=488,0\text{нм}$.	[199]
$\text{LiNbO}_3\text{-Cr}^{3+}$	I	0,5	2	ИЗ, двухступенчатое возбуждение, $\lambda_1=$ $=\lambda_2=694,3\text{нм}$.	[10]
$\text{LiNbO}_3\text{-Cr}^{3+}$	0,01	1,4	$0,7 \cdot 10^{-2}$	ИЗ, запись Γ измене- нием дипольного мом- ента Cr^{3+} , оптималь- ный случай $\vec{E}_{\text{лаз}} \perp \vec{C}$, штрихи $\Gamma \parallel \vec{C}$, $\lambda_1=$ $=620,0\text{нм}$, $\lambda_2=632,8$ нм.	[120]
LiTaO_3	80	0,1	800	ИЗ, $\lambda_1=457,9\text{нм}$, $\lambda_2=$ $=632,8\text{нм}$.	[II]
$\text{LiTaO}_3\text{-Cr}^{3+}$	10	0,01	1000	ИЗ, двухступенчатое возбуждение при подсветке с $\lambda =$ $=455\text{нм}$, $\lambda_1=\lambda_2=$ $=694,3\text{нм}$.	[10]
BaTiO_3	8	0,1	80	ИЗ, $\lambda_1=488,0\text{нм}$, $\lambda_2=$ $=632,8\text{нм}$.	[II]
$\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}$ Nb_2O_6 (SBN)	80	$3 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^4$	ИЗ, $E_{\text{внеш}}=3\text{кВ/см}$, при включении РС уменьшается до 100лин/мм, $\lambda_1=\lambda_2=$ $=488,0\text{нм}$.	[10, II]

Таблица 13 (продолжение)

Материал (кристалл)	η , %	W , Дж/(см ² %)	$\Phi O \Xi$, (%см) ² /Дж	Условия записи и считывания	Лите- ратура
Ba _{0,25} Sr _{0,75} Nb ₂ O ₆ - Ce (SBN - Ce)	6,93	2,6	2,66	0, Iвес.% CeO ₂ , HЗ, $\lambda_1 = 488,0$ нм, $\lambda_2 =$ $= 632,8$ нм.	[200]
KT _{0,65} Nb _{0,35} O ₃ (КТН)	5	$2 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^5$	ИЗ, двухфотонное возбуждение, $E_{\text{внеш}} =$ $= 6,25$ кВ/см, $\lambda_1 = \lambda_2 =$ $= 532,0$ нм.	[10]
Ba ₂ NaNbO ₅₋₁₅ - Fe, Mo	67	0,15	446,7	HЗ, $\lambda_1 = 488,0$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм.	[11]
Bi ₁₂ SiO ₂₀ (BSO)	25	$3 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^4$	HЗ, $E_{\text{внеш}} = 9$ кВ/см, $\lambda_1 = 514,5$ нм, $\lambda_2 =$ $= 632,8$ нм, $\Lambda = 3$ мкм.	[201]
PLZT - ке- рамика	10	25	0,4	HЗ, $E_{\text{внеш}} = 4,45$ кВ/см, $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0$ нм,	[11]
KNbO ₃ - Fe	6	I	6	650 частиц Fe на миллион, HЗ, $\lambda_1 =$ $= 488,0$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 2,2$ мкм.	[87]

нению с $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ (табл. I3).

Эффективность ФР ($\Delta n_{\text{макс}}$, $S_{\text{ФР}}$, S) зависит не только от $N_{\text{примеси}}$, но и от ее валентного состояния [II, 203-205]. Так сч в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ в основном определяется $N(\text{Fe}^{2+})$, но зависит и от $N(\text{Fe}^{3+})$ или $N(\text{Fe})$ (рис.9).
Нужное отношение $\frac{N(\text{Fe}^{2+})}{N(\text{Fe}^{3+})}$ получается восстанавливающим или окисляющим отжигом [205,206]. В литературе нет единого мнения насчет оптимальных $N(\text{Fe}^{2+})$ и $N(\text{Fe})$ [203,206]. Мы приводим данные (табл. I4), которые лучше согласуются с нашими результатами (разд.7.3).

Существование оптимальных отношений $\frac{N(\text{Fe}^{2+})}{N(\text{Fe}^{3+})}$ очевидно связано с необходимостью иметь достаточное число как доноров электронов (Fe^{2+}), так и их ловушек (Fe^{3+}) (разд. I.2.4.3 и I.2.4.5).

Ограничение сверху $N(\text{Fe})$ и $N(\text{Fe}^{2+})$ в случае $\Delta n_{\text{макс}}$ объясняется ростом σ в рамках теории объемного фотовольтаического эффекта [I83]

$$\Delta n_{\text{макс.}} \sim \Delta E_{\text{внутр.макс.}} = \frac{K_{\text{ФВ}} \alpha I}{(\sigma_{\text{T}} + \sigma_{\text{Ф}})_{33}} \quad (\text{I.23})$$

где $K_{\text{ФВ}}$ - фотовольтаическая постоянная. При увеличении $N(\text{Fe})$ и $N(\text{Fe}^{2+})$ растет как $\sigma_{\text{Ф}}$ [206], так и σ_{T} [I93], причем для больших $N(\text{Fe})$ и $N(\text{Fe}^{2+})$ рост σ быстрее линейного. В случае σ_{T} показано [I93], что это связано с переходом Мотта [I08] и переходом от ионной проводимости к электронной при $N(\text{Fe}) > 0,1$ вес.%. Fe. Последнее приводит также к резкому уменьшению τ ФР. Так при $N(\text{Fe}) = 0,05$ вес.% в LiNbO_3 $\tau \ll 10^{-2}$ с [I93].

Время записи определяется в основном $\sigma_{\text{Ф}}$ (разд. I.2.4.6), которая в видимой области спектра обусловлена электронами, а в ближней УФ области - дырками. В первом случае увеличение

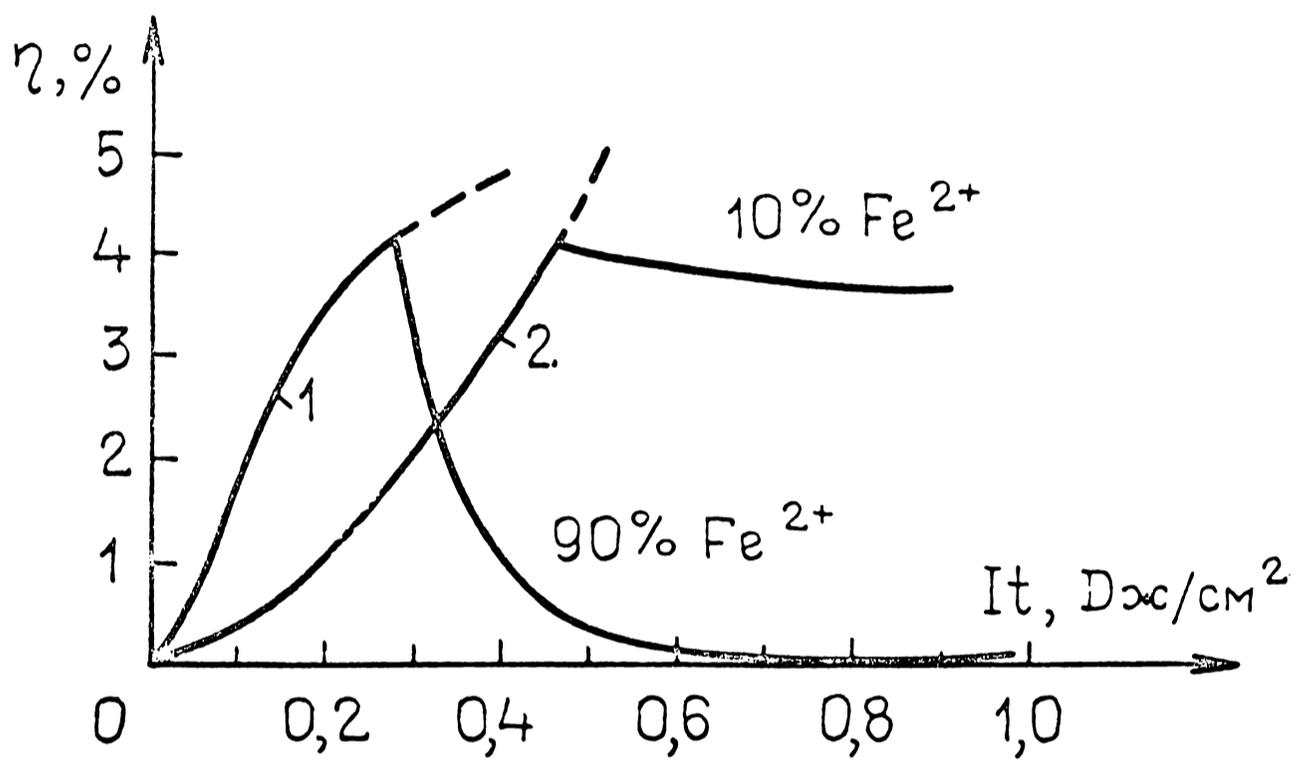


Рис. 9. Зависимость дифракционной эффективности от экспозиции при $\lambda_1 = \lambda_2 = 488$ нм для кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ с $D(488 \text{ нм}) = 0,3$. 1 - 0,001 вес.% Fe, 90% Fe^{2+} ; 2 - 0,2 вес.% Fe, 10% Fe^{2+} [205].

Таблица I4

Оптимальные концентрации Fe и Fe²⁺ в LiNbO₃,
необходимые для достижения максимальной величины

ФР ($\Delta n_{\text{макс.}}$) и светочувствительности

$$\left(S_{\text{ФР}} = \frac{\Delta n}{I t} \mid I t \approx 0 \right)$$

Параметр	N(Fe), вес. %	Литература	Доля Fe ²⁺ , %	Литература
S _{ФР}	0,25	[206]	25 ÷ 40	[203] [204] [206]
$\Delta n_{\text{макс.}}$	0,1	[206]	10	[206]

$\sigma_{\Phi}(t_{\text{зап.}} \sim \frac{1}{\sigma_{\Phi}})$ достигается восстановлением кристаллов, а во втором – окислением [206,207] .

Эффективность ФР увеличивается и собственные дефекты решетки, возникающие при отклонении от стехиометрии, но их влияние гораздо меньше, чем влияние примесей [II] .

I.2.4.3. Основные механизмы фоторефракции в ЭОМ. Несмотря на то, что механизмам ФР в ЭОМ посвящено множество работ, сравнительно немногие из них имеют обобщающий характер [II, I20, I81, 209–213] . Это говорит о незавершенности учения о ФР в ЭОМ. В данном разделе сделана попытка краткого систематического рассмотрения основных механизмов ФР в монокристаллических ЭОМ, которые также реально или потенциально используются для записи Г.

В основу рассмотрения можно положить [I2, I20, 209] тот экспериментальный факт, что ФР в ЭОМ всегда связана с протеканием тока через образец (тока проводимости с плотностью $\vec{J}_{\text{пров}}$ [II, I83] и тока смещения с плотностью $\vec{J}_{\text{смещ}}$ [I20, 209] ; $\vec{J} = \vec{J}_{\text{пров.}} + \vec{J}_{\text{смещ.}}$).

Ченом, Ла Маччия, Фрезером предложена первая модель ФР в ЭОМ [I80] , которая лежит в основе всех механизмов, связанных с $\vec{J}_{\text{пров.}}$. Согласно этой модели ФР происходит по схеме; фотогенерация свободных носителей заряда – их миграция из освещенных участков к неосвещенным – захват их ловушками в неосвещенных участках и образование пространственного заряда – изменение внутреннего макроскопического электрического поля $\vec{E}_{\text{внутр.}}$ полем пространственного заряда, что приводит к Δn вследствие ЭО эффекта. Причина миграции – заранее существующее в среде поле $\vec{E}_{\text{внутр.}}$, например, поле деполяризации [I80] .

На возможность ФР в ЭОМ, вызванной $\vec{J}_{\text{смещ.}}$ при $\frac{\partial P}{\partial t} \neq 0$ впервые указали, по-видимому, Гласс и Линде [I20] . В этом

случае также происходит фотоиндуцированное изменение $\Delta \vec{E}_{\text{внутр}}$ (т.к. $\text{div } \vec{E}_{\text{внутр}} = -\frac{1}{\epsilon_0} \text{div } \vec{P}$), приводящее вследствие ЭО эффекта к Δn , однако разделение заряда не макроскопическое, а микроскопическое, и сами заряды не свободные, а связанные (поляризационные).

В общем случае ток при ФР в ЭОМ можно упрощенно представить в виде

$$\vec{j} = \overbrace{-qD\nabla N}^1 + \overbrace{\sigma \vec{E}_{\text{внеш.}}}_{2} + \overbrace{\sigma \vec{E}_{\text{депол.}}}_{3} + \overbrace{\sigma \vec{E}_{\text{пиро}}}_{4} + \overbrace{\sigma \vec{E}_{\text{пол}}}_{5} - \overbrace{K_{\text{ФВ}} \alpha I \vec{c}}^6 +$$

$$+ \overbrace{\frac{\partial \vec{P}_s}{\partial t} \Big|_{\text{межзон.}}}_{7} - \overbrace{\frac{\partial N_{\text{деф}}}{\partial t} \mu_{\text{деф}} \vec{c}}_8 - \overbrace{\frac{\partial N_{\text{деф}}^*}{\partial t} \Delta \mu_{\text{деф}} \vec{c}}_9 + \overbrace{\mu \frac{\partial T}{\partial t} \vec{c}}_{10} + \quad (\text{I.24})$$

$$+ \overbrace{\sigma \vec{E}_{\text{нз}}}_{11} + \overbrace{\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_{\text{внутр}}}{\partial t}}_{12},$$

Здесь q - заряд свободного носителя, N - их концентрация, D - коэффициент диффузии, $\sigma = \sigma_r + \sigma_f$, $\vec{E}_{\text{внеш.}}$ - внешнее электрическое поле в среде; $\vec{E}_{\text{депол}}$ - поле деполяризации, экранирующее \vec{P}_s ; $\vec{E}_{\text{пиро}}$ - пироэлектрическое поле (пирополе); $\vec{E}_{\text{пол}}$ - поле поляризационных зарядов примесных или собственных дефектных центров в ПЭ; $K_{\text{ФВ}}$ - фотовольтаическая постоянная; $N_{\text{деф}}$ и $N_{\text{деф}}^*$ - концентрация точечных дефектов соответственно в основном и возбужденном состоянии; $-\mu_{\text{деф}} \vec{c}$ - дипольный момент дефектного центра ($\mu_{\text{деф}} > 0$) и $-\Delta \mu_{\text{деф}} \vec{c}$ - его изменение при возбуждении; μ - пироэлектрическая постоянная; $\vec{E}_{\text{пз}}$ - поле пространственного заряда; $\vec{E}_{\text{внутр}} = \vec{E}_{\text{внеш}} + \vec{E}_{\text{депол}} + \vec{E}_{\text{пиро}} + \vec{E}_{\text{пол}} + \vec{E}_{\text{пз}}$. Члены I - 6, II в (I.24) описывают $\vec{j}_{\text{пров}}$, а члены 7 - 10, 12 - $\vec{j}_{\text{смещ}}$. Различие механизмов ФР в ЭОМ таким образом сводится к различию механизмов пространственного разделения заряда. Разделение заряда при ФР непосредственно наблюдалось в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ электростатическим методом [214]. В отличие от представления Чена [11] о двух смежных областях пространственного заряда со знаками "+" и "-" при наведении ФР лучом, в [214] наблюдалось цилинд-

рическое распределение с диаметром, меняющимся с ростом $I t$ (пучок Гаусса) от $0,6 d_0$ до $1,1 d_0$ при толщине стенки цилиндра < 120 мкм.

Член 1 описывает диффузию свободных носителей под действием ∇N , созданного неравномерным освещением. Этот механизм был впервые предложен Амодеем и Стеблером [12].

Член 2, описывающий дрейф свободных носителей под действием $\vec{E}_{\text{внеш.}}$, был также введен в [12]. Этот механизм, наряду с диффузией, имеет особое значение в непироселенических ЭОМ ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и др.), где другие механизмы ФР отсутствуют (члены 3-5, 7-10) или малоэффективны (член 6). Приложение $\vec{E}_{\text{внеш.}} \perp \vec{C}$ в ПЭ кристаллах позволяет записать Γ со штрихами $\parallel \vec{C}$ [215], что свидетельствует в пользу модели Чена [180].

Член 3 описывает дрейф в $\vec{E}_{\text{депол.}}$, которое не равно тождественно нулю даже в кристаллах (ПЭ), заэкранированных свободными носителями [187]. В незаэкранированных ПЭ $\vec{E}_{\text{депол.}} \approx -\vec{P}_S / \epsilon_0$

Член 4 описывает дрейф в пирополе $\vec{E}_{\text{пиро}}$, которое может образоваться при выращивании или термообработке образца [124, 192] или создаваться при записи [124, 216]. В первом случае (если $I_{\text{зап.}}$ мало) ситуация та же, что и при дрейфе в $\vec{E}_{\text{внеш.}}$. Второй, практически более важный случай рассмотрен в [89, 216]. При освещении ПЭ узкой полосой света $\perp \vec{C}$ $\vec{E}_{\text{пиро}} = -\gamma \frac{\Delta T}{\epsilon_{33} \epsilon_0} \vec{C}$, где

$$\epsilon_{33} - \epsilon \text{ вдоль оси } \vec{C}$$

Член 5 описывает дрейф в $\vec{E}_{\text{пол.}}$. Дефектные центры в ПЭ поляризованы \vec{P}_S , так что $\vec{P}_{\text{деф}} \uparrow \downarrow \vec{P}_S$ [11, 210, 211, 217], поэтому неравномерное освещение (как это имеет место при записи Γ) создает $\text{div} \vec{P}_{\text{деф}} \neq 0$ и $\vec{E}_{\text{пол.}}$ (механизм Джонстона [11]). При освещении узкой полосой $\perp \vec{C}$ $\vec{E}_{\text{пол.}} = \frac{\Delta P_{\text{деф}}}{\epsilon_{33} \epsilon_0} \vec{C}$.

Член 6 описывает объемный фотовольтаический эффект (ФВЭ), в принципе присущий всем кристаллам без центра симметрии и ярко выраженный в ПЭ (разд. I.2.4.4.). Если $l \ll \Lambda$ (l — длина свободного пробега носителя заряда), то действие ФВЭ можно описать эквивалентным виртуальным электрическим полем $\vec{E}_{\text{ФВ}} = -\frac{K_{\text{ФВ}} \alpha I}{\epsilon_{33}} \vec{C}$ — фотовольтаическим полем [96], причем в ПЭ $E_{\text{ФВ}} \ll P_s / \epsilon_{33} \epsilon_0$ [181].

Член 7 соответствует изменению P_s при возбуждении носителей заряда из валентной зоны (межзонные переходы). Этот член, видимо, объясняет наблюдавшуюся в [176] переходную компоненту ДЭ при двухфотонной записи Γ в LiNbO_3 .

Член 8 описывает $\vec{j}_{\text{смещ}}$, связанный с ионизацией поляризованных дефектов, а член 9 — оптическое возбуждение дипольных моментов поляризованных дефектов (обычно примесных ионов [129, 181, 209]). Эти механизмы могут быть весьма эффективны в кристаллах с мягкой фононной модой, которая приводит к большим $M_{\text{деф}}$ и $\Delta M_{\text{деф}}$ и к $\Delta n \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ при $N_{\text{деф}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [211].

Член 10 связан с термооптическим пироэлектрическим изменением P_s ($\frac{\partial P_s}{\partial t} \Big|_{\text{пиро}} = \frac{\partial P}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial T}{\partial t}$) [181].

Члены 11 и 12 описывают релаксацию соответственно $\vec{j}_{\text{пров}}$ и $\vec{j}_{\text{смещ}}$.

Сравнительная характеристика механизмов ФР в ЭОМ дана в табл. 15. Из предыдущего рассмотрения и табл. 15 видно, что ФР в ЭОМ в основном связана с дефектами, хотя при межзонных переходах может иметь и собственный характер. Собственная ФР в LiNbO_3 наблюдалась Линде и др. [11], Курцом и Линде при двухфотонном возбуждении с $\lambda = 532 \text{ нм}$ [176] и Омори и др. [191] при рентгеновском облучении.

В принципе все члены (I.24), кроме 9, могут дать вклад в

Таблица 15

Основные механизмы фоторефракции в электрооптических материалах, реально или потенциально (отмечено *), используемые для записи голограмм

№ механизма и соот. члена в (I.24)	Механизм	№ соотв. общего механизма в табл. 6	Мин. уд. энергия на $\Delta n = 10^{-5}$ в LiNbO_3 [181], мДж/см ³	Условия эффективности механизма	Примеры соотв. ГРС
1	<p>Внутренние лин.ЭО, квадр.ЭО и пьезоэлектрический эффекты (при определяющей роли линейного ЭО эффекта), обусловленные фотогенерацией свободных носителей заряда и:</p> <p>I. их <u>макроскопическим</u> пространствен. разделением в результате</p> <p>1) диффузии под действием градиента концентрации;</p>	5	<p>84 при $\ell = 400 \text{ \AA}$, $\varphi = 5 \cdot 10^{-3}$ [93]</p>	<p>Электр. замкнутые слаболегир. кристаллы, $\Lambda < 1 \text{ мкм}$ [87, 124, 220]</p>	<p>LiNbO_3 [12] $\text{KNbO}_3\text{-Fe}^{3+}$</p>
2	<p>2) дрейфа</p> <p>а) во внешнем электрическом поле или стороннем торополе.</p>		<p>0,76 при $E_{\text{внеш}} = 5 \text{ кВ/см}$</p>	<p>$E_{\text{внеш}} = 5 \div 10 \text{ кВ/см}$ $\Lambda > 1 \text{ мкм}$ [87, 21211]</p>	<p>PLZT керамика [11] LiNbO_3 [12] $\text{Bi}_{12}\text{Si}_{20}$ [201]</p>

Таблица 15 (продолжение)

№ механизма и соотв. члена в (I.24)	Механизм	№ соотв. общего мех-зма в табл.6	Мин.уд.энергия на $\Delta n = 10^{-5}$ в LiNbO_3 [181], мДж/см ³	Условия эффективности механизма	Примеры соотв. ГРС
3	б) ^х под действием поля деполаризации в ПЭ,			Нелегир. крист., $\Lambda > 1$ мкм, штрихи $\Gamma \perp \vec{c}$ [187, 212]	$\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ [218]
4	в) в фотоиндуцированном пирополе,			ПЭ крист., большие $\Lambda > 100$ мкм, штрихи $\Gamma \perp \vec{c}$ [216]	$\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ [89] LiNbO_3 [124] KN_2PO_4 [216]
5	г) ^х под действием поля поляризационных зарядов дефектных центров в ПЭ,			$N_{\text{деф}} > 10^{18}$ см ⁻³ большие l [187]	
6	з) миграции по действием объемного фотовольтаического эффекта;		290	Восстановл. крист., легированные Fe, Cu, Rh и т.п., а также нелегир. крист. при межзонном возбуждении; $\Lambda > 1$ мкм штрихи $\Gamma \perp \vec{c}$ [176, 183, 220].	$\text{KNbO}_3\text{-Fe}$ [87] $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ [183] BaTiO_3 [11, 219]

Таблица 15 (продолжение)

№ механизма и соотв. члена в (I.24)	Механизм	№ соотв. общего механизма в табл.6	Мин. уц. энергия на $\Delta n = 10^{-5}$ в LiNbO_3 [181], мДж/см ³	Условия эффективности механизма	Примеры соотв. ГРС
7 ÷ 9 10	<p>П. их <u>микроскопическим</u> пространств. разделением в результате</p> <p>1) оптического изменения дипольных моментов примесей (или собственных дефектов) в ПЭ;</p> <p>2) ^ж термооптического пироэлектрического изменения</p>	3; 5 6	1000 350	Легированные крист., импульсное возбужд., для $\text{LiNbO}_3\text{-Cr}^{3+}$ трихи ГПС [120]	$\text{LiNbO}_3\text{-Cr}^{3+}$ [120] LiNbO_3 [176] $\text{KNbO}_3\text{-Fe}^{3+}$ [181] $\text{LiTaO}_3\text{-Cu}^{2+}$ [181] LiNbO_3 [181]
	Идеальный механизм ФР в LiNbO_3 (без дополнительного подвода энергии).		20		

пр непрерывной записи Г. Наибольшее значение, однако, имеют члены 1, 2, 6 (табл. I5, [89, 181, 220]). Так в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ (0,07 вес.%) ОФВЭ при $\lambda_1 = 532 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$, $I_t = 0,33 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_{\text{имп}} = 15 \text{ нс}$ дает вклад в дэ 88,94%, диффузия - 11,00%, пироэффект - 0,06% [89]. Диффузия имеет определяющее значение в слаболегированных или нелегированных восстановленных ЭО кристаллах, а в нелегированных невозстановленных кристаллах ОФВЭ и диффузия имеют одинаковое значение [220].

Действие механизмов ФР в ЭОМ существенно зависит и от того, замкнуты ли электрически образцы или нет. Так при замыкании эффективность механизмов, связанных с $\vec{E}_{\text{депол}}$, $\vec{E}_{\text{пиро}}$, $\vec{E}_{\text{пол}}$ значительно снижается из-за экранировки полей, а эффективность диффузии возрастает. При оптическом изменении дипольных моментов дефектов меняется не только величина Δn , но и знак [211].

Очевидно, что вклад конкретного механизма ФР в Δn зависит от λ_1 и λ_2 .

Решая систему уравнений, состоящую из (I.24), кинетических уравнений и уравнений Максвелла, можно найти фотоиндуцированное $\Delta \vec{E}_{\text{внутр}}$ (см. разд. I.2.4.6 при $\vec{j} = \vec{j}_{\text{проб.}}$). Δn и $\Delta \vec{E}_{\text{внутр}}$ связаны линейным ЭО эффектом [221]

$$\Delta n_i = -\frac{n_i^3}{2} \sum_j r_{ij} \Delta E_{\text{внутр.}j} \quad (\text{I.25})$$

(где $i = 1, \dots, 6$; $j = 1, 2, 3$; в одноосных кристаллах $n_1 = n_2 = n_o$, $n_3 = n_e$; r_{ij} - линейный ЭО тензор), квадратичным ЭО эффектом [221]

$$\Delta n_{ij} = \frac{n_{ij}^3}{2} \sum_{k,l} h_{ijkl} \Delta E_{\text{внутр.}k} \Delta E_{\text{внутр.}l} \quad (\text{I.26})$$

(где $i, j, k, l = 1, 2, 3$; $n_{11} \neq n_{22} = n_o$; $n_{33} = n_e$; h_{ijkl} - квадратичный ЭО тензор), а также в силу (I.17,

1.18, 1.25) – обратным пьезоэлектрическим эффектом [108]

$$\Delta n_i \approx -\frac{n_i^3}{2} \sum_{j,l,m,n} \frac{1}{\epsilon_j - 1} r_{ij} \chi_2^s(0,0)_{jlmn} \Delta E_{\text{внутр}} S_{mn} \quad (1.27)$$

(1.26) и (1.27) дают вклад в Δn порядка ΔE^2 и им можно пренебречь при наличии линейного ЭО эффекта ($\sim \Delta E$). Деформация $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ при ФР в результате внутреннего обратного пьезоэффекта наблюдались в [121, 122]. В [222] наблюдалась акустофоторефракция в LiNbO_3 ($\Delta n \approx 10^{-7}$), обусловленная (1.27) при одновременном воздействии света (530 нм; $3,3 \cdot 10^8$ Вт/см²) и ультразвука (10 МГц, 10 Вт).

1.2.4.4. Объемный фотовольтаический эффект. ОФВЭ – одна из причин ФР (разд. 1.2.4.3). Об этом свидетельствует также совпадение спектров возбуждения СФВЭ и ФВ [188, 213]. Поскольку ОФВЭ – один из основных механизмов записи Г в ЭОМ, рассмотрим его подробнее.

ОФВЭ заключается в генерации светом, равномерно освещающим электрически разомкнутый образец стационарного тока $\int_{\text{ФВ}} = K_{\text{ФВ}} \mathcal{I}$. Освещение разомкнутого образца приводит к аномально большим фотонапряжениям $U_{\text{Ф}} = 10^3 \div 10^5$ В, таким, что $U_{\text{Ф}} \gg E_g/e$ где $e > 0$ – величина заряда электрона [183, 209, 223]. ОФВЭ главным образом наблюдался в ПЭ кристаллах – в LiNbO_3 , легированном Fe, Cu [183], Co, Mn, Ni [224], в LiTaO_3 [183], $\text{KNbO}_3\text{-Fe}$ [87], BaTiO_3 [219] и др. [223], причем $\vec{j}_{\text{ФВ}} \parallel \vec{P}_s$

В отличие от известных фотовольтаических эффектов (эффект Дембера, фото-ЭДС в p-n переходах [225] и на границах макронеоднородностей [183]), которые связаны с неравномерностью освещения или с неоднородностью образца, СФВЭ присущ и однородным образцам при равномерном освещении и носит объемный характер [183, 209, 223]. Заметим, что $U_{\text{Ф}} \gg E_g/e$ могут дать

переходные токи экранирования [члены 3, 4, 5 в (1.24)] .
 ОФВЭ впервые наблюдался Чиновским в 1956 г. в BaTiO_3 [11, 183] . Гласс, Линде и Негран в 1974 г. наблюдали $j_{\text{ФВ}} \approx 10^{-9}$ А/см² в течении 20 часов в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ [183] . Ими введено само понятие ОФВЭ, впервые получена эмпирическая зависимость $j_{\text{ФВ}} = K_{\text{ФВ}} \propto I$ ($K_{\text{ФВ}} \approx 3 \cdot 10^{-9}$ Асм/Вт для $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ при 514,5 нм) и дана элементарная теория ОФВЭ, в главных чертах объясняющая эффект в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$, $\text{LiNbO}_3\text{-Cu}$, $\text{KNbO}_3\text{-Fe}$ и в др. ПЭ [87, 183, 209, 213, 224]).

ОФВЭ наблюдался как в области примесного поглощения, так и собственного ($j_{\text{ФВ прим}} \approx j_{\text{ФВ соб.}}$) и не только в ПЭ [223] . Как и у ФР, инерция ОФВЭ < 5 нс [217] .

В принципе, ОФВЭ может быть как электронным, так и дырочным. Орловски и Кратциг [207] однако показали, что в легированных LiNbO_3 и LiTaO_3 дырочный ОФВЭ, если он существует, более чем в 1000 раз слабее электронного. Поэтому (и для определенности) в дальнейшем будем считать, что ОФВЭ обусловлен электронами.

$K_{\text{ФВ}}$ зависит от природы активных центров [так в LiNbO_3 $K_{\text{ФВ}}(\text{Fe}) : K_{\text{ФВ}}(\text{Cu}) : K_{\text{ФВ}}(\text{Co}) : K_{\text{ФВ}}(\text{Mn}) : K_{\text{ФВ}}(\text{Ni}) = 1 : 0,2 : 0,1 : 0,06 : 0,06$, их концентрации ($K_{\text{ФВ}}$ растет с увеличением $N_{\text{примесь}}$), химико-термической обработки, λ , T , поляризации света [206, 217, 219, 224] .

Рассмотрим кратко природу ОФВЭ. Аналогично (1.19) $\vec{j}_{\text{ФВ}}$ можно представить в виде разложения по $E(\omega)$: $(j_{\text{ФВ}})_i = \sum_{k, \nu=1} \beta_{i k \nu} E_k(\omega) E_{\nu}(-\omega)$ Отсюда видно, что ОФВЭ может иметь место в любом кристалле без центра инверсии [226] .

макроскопический подход к ОФВЭ развит в [217, 226, 227] .

Пусть $f_{\vec{k}}$ - неравновесная функция распределения электронов в зоне проводимости, \vec{k} - волновой вектор электрона. Тогда

[226]

$$\vec{j}_{\text{ФВ}} = \frac{e}{\hbar} \int \frac{\partial \varepsilon_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}} f_{\vec{k}} d\vec{k}, \quad (\text{I.28})$$

где \hbar - постоянная Планка, $\varepsilon_{\vec{k}}$ - энергия электрона в зоне проводимости. Из (I.28) следует, что $\vec{j}_{\text{ФВ}} \neq 0$, если $f_{\vec{k}}$ имеет асимметричную часть $f_{\vec{k}}^{\text{асим}}$, такую, что $f_{\vec{k}}^{\text{асим}} = -f_{-\vec{k}}^{\text{асим}}$

Поскольку $f_{\vec{k}}$ удовлетворяет кинетическому уравнению [226]

$$\frac{\partial f_{\vec{k}}}{\partial t} = W_{\vec{k}}^{\text{ВОЗБ.}} - W_{\vec{k}}^{\text{РЕК}} + J_{\vec{k}}^{\text{ПРИМ}} + J_{\vec{k}}^{\text{ФОН}} \quad (\text{I.29})$$

где $W_{\vec{k}}^{\text{ВОЗБ.}}(f_{\vec{k}})$, $W_{\vec{k}}^{\text{РЕК}}(f_{\vec{k}})$ - соответственно скорости возбуждения и рекомбинации электронов, а $J_{\vec{k}}^{\text{ПРИМ}}(f_{\vec{k}})$ и $J_{\vec{k}}^{\text{ФОН}}(\vec{k})$ - интегралы столкновений с примесями и фононами, то ясно, что ОФВЭ, вообще говоря, связан с асимметрией возбуждения, рассеяния и рекомбинации (захвата) электронов. Согласно [206, 217, 224] главную роль в ОФВЭ имеют процессы возбуждения.

В (I.28), (I.29) существенна неравновесность $f_{\vec{k}}$. Для равновесных $f_{\vec{k}}$ и равновесных функций распределения фотонов по энергиям $\vec{j}_{\text{ФВ}} = 0$ [217, 223]. Следовательно, ОФВЭ при термическом возбуждении невозможен.

Большинство моделей ОФВЭ связано с асимметрией возбуждения электронов. Так в модели Гласса [183] асимметрия возбуждения (и асимметрия рекомбинации) связана с асимметрией пространственного расположения примесных центров. В [217, 226, 227] асимметрия возбуждения обусловлена асимметрией донорных центров.

Для объяснения отличия знака $\vec{j}_{\text{ФВ}}$ при $\vec{E}_{\text{СВЕТА}} \perp \vec{P}_S$ и $\vec{E}_{\text{СВЕТА}} \parallel \vec{P}_S$ КОХОМ и др. [219] была предложена флуктуационная модель, которая затем была обобщена Фридкином и др.

[223, 228] для объяснения ОФВЭ в LiNbO_3 , KNbO_3 , $\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (легированных и нелегированных). Асимметрия возбуждения в этой модели вызвана полем $\vec{E}_{\text{ФЛУКТ}}$ внутри цилиндричес-

ких поляризованных областей ($\sim 100 \text{ \AA}$) - флуктуаций поляризации ($E_{\text{флукт}} \approx \frac{\Delta P_{\text{флукт}}}{\epsilon \epsilon_0}$), которые создаются при взаимодействии возбужденных электронов с фононами (эффект Яна-Теллера) и в пределах которых возбужденные электроны дрейфуют.

С возбуждением электронов связана также модель асимметричной ионной релаксации Франка-Кондона [120,209], приводящая в результате электрон-фононного взаимодействия к ионному $\vec{j}_{\text{ФВ}} \parallel \vec{P}_s$.

В [226] ОФВЭ связывается также с рассеянием электронов на асимметричных центрах. Эта теория применена для объяснения зависимости $\vec{j}_{\text{ФВ}}$ от поляризации света в PLZT сегнетокерамике [229].

В [226,227] предложены модели и расчет для ОФВЭ в результате рекомбинации на асимметричных центрах захвата.

Асимметрия возбуждения, рассеяния и рекомбинации электронов может существовать и в нелегированных кристаллах из-за асимметрии электрон-фононного взаимодействия [120,124,209,230].

Теория ОФВЭ, также как и ФР, еще далека от завершения.

1.2.4.5. О природе фоторефрактивных центров. Вопрос о ФР центрах (донорах и ловушках свободных носителей при макроскопическом разделении заряда; дипольных центрах при микроскопическом разделении заряда, табл.15) один из наименее ясных в теории ФР. Об определяющей роли структурных дефектов ЭОМ в ФР уже говорилось в разделах 1.2.4.2 и 1.2.4.3. Рассмотрим некоторые известные результаты.

В [205,231] показано и затем неоднократно подтверждено [223], что донорами электронов в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ являются ионы Fe^{2+} , а их ловушками - ионы Fe^{3+} (рис.10). Действие Fe^{2+} , как следует из рис.10, зависит также от их расположения в решетке. Сила осциллятора Fe^{2+} -центра равна 0,05, а концентрация Fe^{2+} -центров 0,1 моль% ($1,89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) соответствует

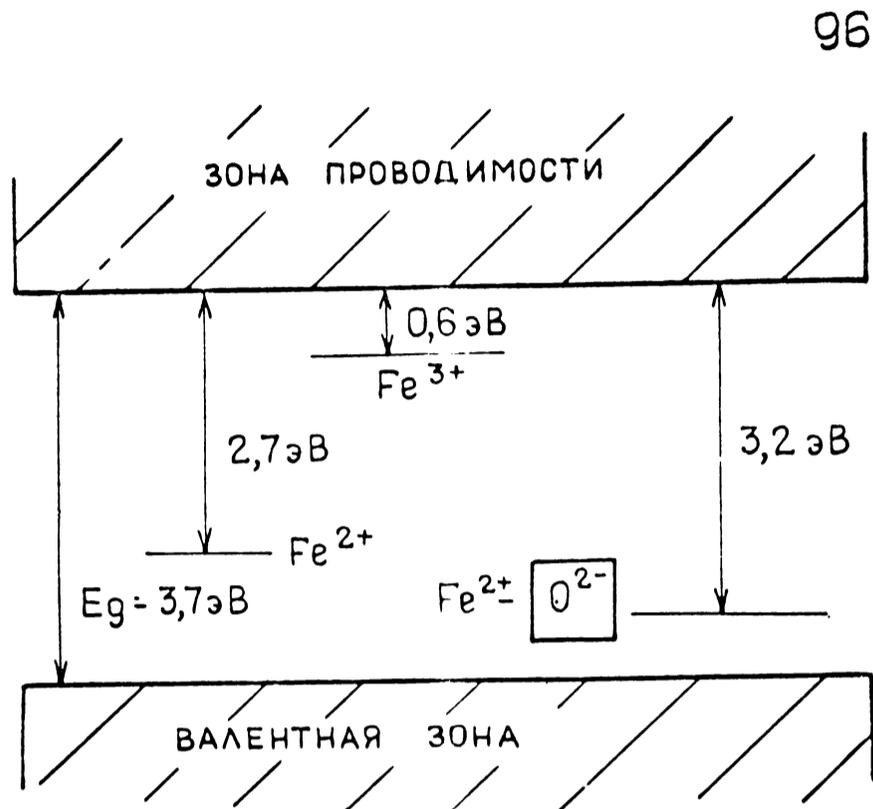


Рис. 10. Схема энергетических уровней фоторефрактивных центров в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$. Fe^{2+} - доноры электронов [193, 205, 231]; комплексы " Fe^{2+} (замещающий Nb^{5+})-кислородная вакансия" - доноры электронов, ответственные за ОФВЭ [206, 223, 224]; Fe^{3+} - ловушки (центры захвата) электронов [193, 205, 231], $E_g = 3,7$ эВ соответствует чистому LiNbO_3 ([203], разд. I.2.4.2). Большая глубина залегания уровней Fe^{2+} по сравнению с Fe^{3+} в запрещенной зоне обусловлена ионной релаксацией, связанной с поляронным характером движения электронов в зоне проводимости [193].

$\chi(450 \text{ нм}) = 15 \text{ мм}^{-1}$ при $\vec{E}_{\text{СВЕТА}} \parallel \vec{c}$ [205].

Такую же роль Fe^{2+} и Fe^{3+} играют в $\text{LiTaO}_3\text{-Fe}$ [232] и $\text{KNbO}_3\text{-Fe}$ [87, 223]. В $\text{LiTaO}_3\text{-Cu}$, $\text{LiTaO}_3\text{-Mn}$, $\text{LiTaO}_3\text{-V}$, $\text{LiTaO}_3\text{-Cr}$ соответственно ионы Cu^+ кислородные вакансии (в $\text{LiTaO}_3\text{-Mn}$ и $\text{LiTaO}_3\text{-V}$), комплексы " Cr^{3+} - кислородная вакансия" являются донорами, а ионы Cu^{2+} , Mn^{3+} , V^{3+} , Cr^{4+} - ловушками электронов [232]. Легирование BaTiO_3 элементами Fe , Ni , Nb приводит к появлению донорных Fe^{3+} и Ni^{2+} -центров и центров захвата Nb^{5+} [210].

Природа собственных ФР центров большинства ЭОМ неизвестна. Исключение составляют $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, в которых донорами являются комплексы " Si вакансия - кислородная вакансия" и " Ge вакансия - кислородная вакансия", а природа ловушек также не установлена [181, 201].

При межзонном возбуждении, наряду с фотогенерацией свободных электронов и дырок, одновременно могут создаваться и ФР центры. Так Линде и др. [176], исследуя ФР в LiNbO_3 при двухфотонном возбуждении с $\lambda = 532 \text{ нм}$ голографическим методом и методами оптической и ЭПР спектроскопии констатировали возникновение вторичных ФР центров в процессе записи - доноров дырок (ацепторов) O^- -центров (являющихся также ЦО) и доноров электронов - Nb^{4+} -центров, посредством которых ФР осуществляется уже однофотонным путем. Такие же ЭПР спектры в LiNbO_3 создавало и рентгеновское облучение. Вторичные ФР центры (предположительно Nb^{4+}) создаются в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ при импульсном однофотонном возбуждении [177].

При оптическом изменении дипольных моментов примесных центров их природа обычно известна (табл.15). Природа собственных дефектов, возникающих при записи в этом механизме [член 7 в

(I.24)] менее ясна. Видимо, это свободные электроны и дырки, а также вторичные ФР центры, создаваемые межзонным возбуждением и поляризованные \vec{P}_S .

Микроприрода возникающих при ПЭ изменении P_S дипольных моментов остается неясной [233].

I.2.4.6. Количественное описание фоторефракции при записи голограмм. Рассмотрим ФР в ЭОМ при записи Г в простейшем случае бесконечного слабопоглощающего кристалла, одномерной и квазистационарной Г (запись либо обыкновенными, либо необыкновенными плоскими волнами так, что штрихи $\Gamma \perp \vec{c}$, ось $Z \parallel \vec{c}$) при условии

$$j = j_{\text{пров.}} = e D \frac{\partial N}{\partial z} + \sigma E_a + \sigma E_{\text{пз}}, \quad (\text{I.30})$$

где E_a - некоторое заранее существующее в ЭОМ постоянное поле, например, $E_{\text{внеш}}$, $E_{\text{депол}}$, $E_{\text{пиро}}$, $E_{\text{фв}}$ (если $l \ll \Lambda$). Предположим, что концентрации доноров и ловушек настолько велики, что их изменениями при записи можно пренебречь.

Тогда ФР можно списать системой уравнений [212, 234]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G - \frac{N}{\tau_{\text{ж}}} + \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial z}, \quad (\text{I.31})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial z} = 0, \quad (\text{I.32})$$

$$\frac{\partial E_{\text{внутр}}}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_{33} \epsilon_0} \quad (\text{I.33})$$

Здесь (I.31) - кинетическое уравнение для свободных электронов ($G \approx \frac{\varphi \alpha I}{\hbar \omega}$ - скорость фотогенерации электронов;

$\tau_{\text{ж}}$ - время жизни электрона в зоне проводимости), (I.32) - уравнение непрерывности (ρ - плотность пространственного заряда), а (I.33) - уравнение Пуассона ($E_{\text{внутр}} = E_a + E_{\text{пз}}$).

Пусть $\tau_{\text{ж}}$ настолько мало, что $l \ll \Lambda$. Тогда (I.31) сводится к равенству $N = G \tau_{\text{ж}}$ и система (I.31-I.33) - к

уравнению

$$\frac{\partial E_{\text{внутр}}}{\partial z} = -\frac{1}{\varepsilon_{33} \varepsilon_0} \int_0^t \frac{\partial j}{\partial z} dt' \quad (1.34)$$

Решая (1.34) при $G = G_0(1 + M' \cos \Omega z)$ и начальном условии $E_{\text{внутр}}(z, 0) = E_a$, найдем, что $\Delta E_{\text{внутр}} = E_{\text{внутр}} - E_a = E_{\text{пз}}$, где [212, 235]

$$E_{\text{пз}}(z, t) = \frac{M' \sqrt{E_d^2 + E_a^2}}{1 + M' \cos \Omega z} \left[1 - e^{-(1 + M' \cos \Omega z) \frac{t}{\tau_0}} \right] \cos(\Omega z - \phi), \quad (1.35)$$

Здесь $E_d = \Omega \frac{kT}{e}$ — эффективное диффузионное поле, $\tau_0 = \frac{\varepsilon_{33} \varepsilon_0}{e \mu_{33} N_0}$ — среднее по z время релаксации Максвелла, μ_{33} — подвижность по оси z , $\phi = \arctg E_d / E_a$. Из

(1.35) видно, что запись линейна только при $t \ll \tau_0$ и что диффузия приводит к смещению Γ по отношению к световой интерференционной картине в среде с $\Gamma' = \Gamma_0(1 + M' \cos \Omega z)$. Оба вывода подтверждены экспериментально [89, 185, 186 и 12, 13, 124].

Выражения для $E_{\text{пз}}$ без ограничения $l \ll \Lambda$ для начальной стадии записи Γ в случаях чистого дрейфа и чистой диффузии получены в [234]

$$E_{\text{пз. дрейф}} = \frac{te G_0 M' l}{\varepsilon_{33} \varepsilon_0} \frac{\Omega l \sin \Omega z + \cos \Omega z}{1 + \Omega^2 l^2}, \quad (1.36)$$

$$E_{\text{пз. дифф}} = \frac{te G_0 M' l}{\varepsilon_{33} \varepsilon_0} \frac{\Omega l \sin \Omega z}{1 + \Omega^2 l^2}, \quad (1.37)$$

Здесь $l = \mu_{33} E_a \tau_{ж}$ для дрейфа электронов и $l = \sqrt{D \tau_{ж}}$ для диффузии. В общем случае смещение Γ происходит и при диффузии и при дрейфе.

Из (1.35–1.37) следует, что при $\Omega l \gg 1$ $E_{\text{пз. дрейф}}$ не зависит от Ω , а $E_{\text{пз. дифф}} \sim \Omega$. При $\Omega l \gg 1$ как $E_{\text{пз. дрейф}}$, так и $E_{\text{пз. дифф}} \sim \frac{1}{\Omega}$. Т.о., уже сами механизмы записи в ЭОЛ приводят к зависимости η от Λ в отличие от ФХМ и АЛ, где эта связь (если она есть) не столь выражена. Изложенная

здесь элементарная теория позволяет тем не менее понять кривые $\eta(\Lambda)$ в LiNbO_3 , $\text{KNbO}_3 - \text{Fe}$ (рис. II), $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ (разд. 7.1.3).

1.2.4.7. Голографические характеристики ЭОМ. Фазовые Γ в ЭОМ отличаются от амплитудно-фазовых Γ в ФХМ и АП также выраженными свойствами нелинейности (разд. 1.2.4.6, 7.4.2), анизотропии и динамичности (разд. 1.1.3).

Как видно из табл. I3, лучшие голографические параметры ЭОМ составляют: $\eta = 80\%$ ($\text{LiNbO}_3 - \text{Rh}$, LiTaO_3 , SBN), $W = 2 \cdot 10^{-5}$ Дж/(см²%) (КТН), $\Phi_{\text{ОЭ}} = 2,5 \cdot 10^5$ (%см)²/Дж. Последние две цифры на 3 порядка превосходят соответствующие лучшие параметры ФХМ (табл. 9) и АП (табл. I2). Наилучшие результаты получены с использованием импульсной записи (разд. 1.2.4.8), $\vec{E}_{\text{внеш}}$ и легирования (разд. 1.2.4.2),

Большая СЧ кристаллов КТН, SBN, BSO при $\vec{E}_{\text{внеш}}$ согласно (1.36) связана с большими ℓ [181, 201]. Так при $E_{\text{внеш}} = 5$ кВ/см $\ell(\text{КТН}) = 9,5$ мкм, $\ell(\text{BSO}) = 6,0$ мкм, а $\ell(\text{LiNbO}_3) = 0,03$ мкм [181]. Вместе с тем, резкое увеличение ℓ и СЧ в силу (1.36-1.37) должно сопровождаться резким уменьшением РС, что действительно наблюдалось в SBN [10]. Указанное обстоятельство, а также ЭО природа ФР в ЭОМ (разд. 7.4.2) приводят к тому, что РС ЭОМ в принципе меньше РС ФХМ [II], хотя и может быть достаточно высокой (7000 лин/мм в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ [198]).

Релаксация* Γ в ЭОМ определяется релаксацией $E_{\text{пз}}$. При небольших η $\tau_{\Gamma} = \tau_0 / 2$ [210], где τ_0 - среднее по Γ время Максвелла, определяемое при $T < 150^\circ\text{C}$ в темноте ионной проводимостью [192] согласно (1.22).

* Релаксация, фиксация и стирание рассматриваются для механизмов записи Γ I - 6 (табл. I5).

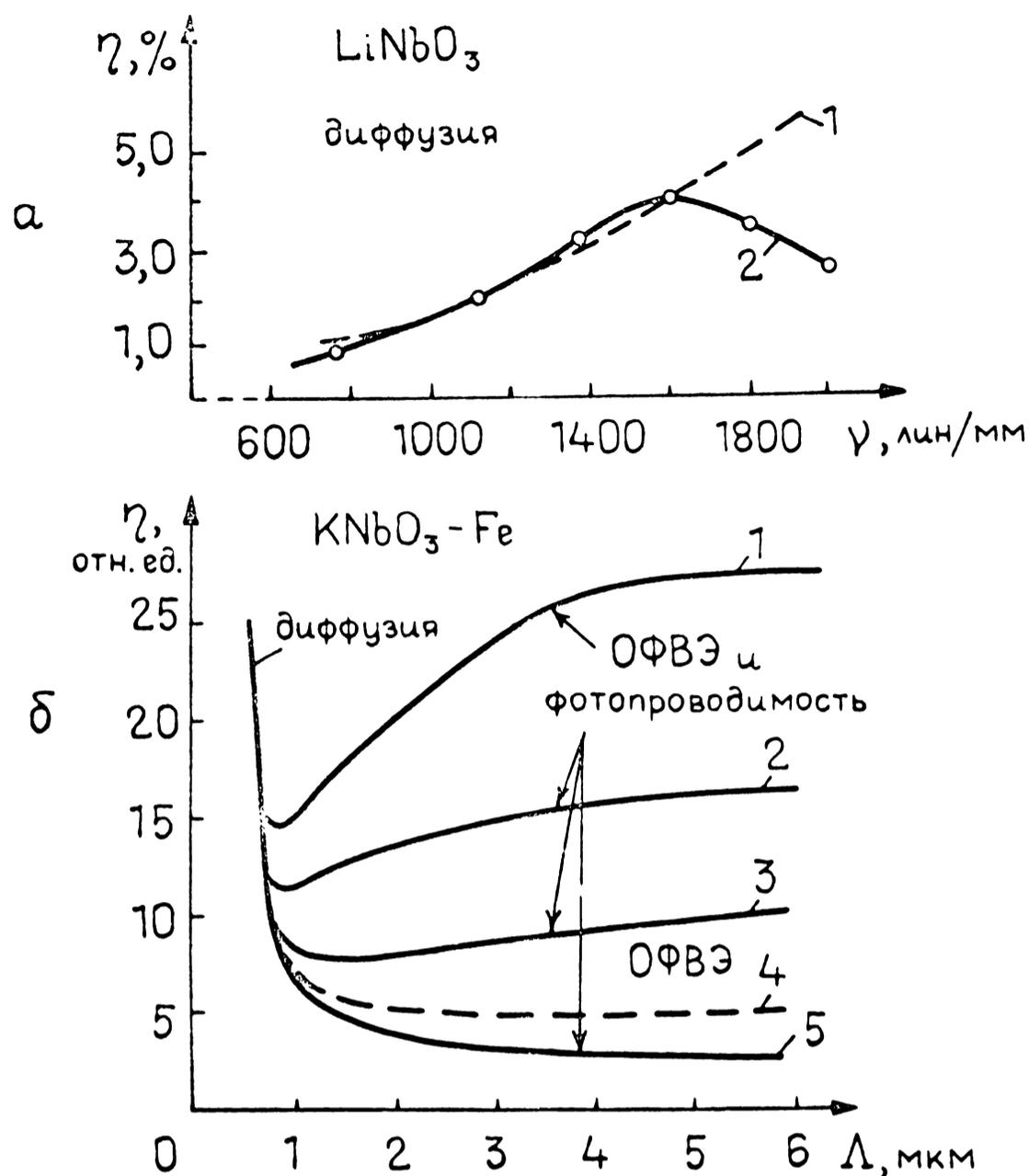


Рис. II. Зависимость дифракционной эффективности от периода голограммы в LiNbO_3 (а) и $\text{KNbO}_3\text{-Fe}$ (б). а) 1 - расчет согласно (I.35) при $E_a = 0$, 2 - эксперимент. Максимум 2 соответствует $\Omega \ell = 0,4$ при $\ell = 400 \text{ \AA}$ [235]. Убывание $\eta(\gamma)$ при $\gamma > 1600$ лин/мм находится в соответствии с (I.37). б) Экспериментальные кривые при $E_{\text{внеш}} = +600 \text{ В/см}$ (1), $+400 \text{ В/см}$ (2), $+200 \text{ В/см}$ (3), 0 (4), -200 В/см (5) [87], которые качественно описываются формулами (I.36-I.37). Стрелками указаны соответствующие механизмы ФР.

в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ ($Q = 1,1$ эВ) при $T \approx 20^\circ\text{C}$ и $N(\text{Fe}) \approx 0,05$ вес.% τ_Γ составляет несколько недель, однако охлаждение Γ до $T = 0^\circ\text{C}$ увеличивает τ_Γ до 10 лет. [192]. Увеличение $N(\text{Fe})$ до 0,65 вес.% при $T \approx 20^\circ\text{C}$ дает $\tau_\Gamma \approx 10^{-2}$ с [193].

Фиксация Γ может осуществляться термически [II, 210, 212] или, в кристаллах с небольшим коэрцитивным полем (SBN BaTiO_3 и др.), приложением $E_{\text{внеш}} \approx E_{\text{коэрц}}$ [II, 210]. Термическая фиксация основана на замене электронного пространственного заряда Γ ионным (в результате ионного тока под действием $E_{\text{пз}}$), а электрическая — на его замене соответствующей доменной структурой. Ионная и доменная структуры стабильны при комнатной T .

в LiNbO_3 Γ фиксируется нагревом до $100 - 120^\circ\text{C}$ с последующим охлаждением до комнатной T и равномерных освещением [II, 192, 202]. Мигрирующими ионами в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ являются Si^{4+} [236]. ДЭ фиксированных Γ в несколько раз меньше исходных [202, 212], зато их τ_Γ оценивается в 10^5 лет [212]. Из сказанного также ясно, что термическая релаксация Γ означает не ее исчезновение, а лишь I этап фиксации.

Стирание может производиться термически (нагревом до $T \gg 200^\circ\text{C}$ в LiNbO_3 [II, 192]), оптически [II, 192, 202] или если Γ записана модуляцией доменной структуры, приложением $E_{\text{внеш}} \gg E_{\text{коэрц}}$ [II]. При 200°C вероятность термической ионизации электронов достаточно велика и происходит (как и при равномерном оптическом возбуждении) их равномерное перераспределение. В случае оптического стирания угол падения света должен отличаться от угла Брегга, иначе может произойти не стирание, а су Γ ([II, 12, 16], разд. 5.3). Релаксация $E_{\text{пз}}$ при термическом [192] или оптическом стирании [212] про-

исходит экспоненциально и определяется временем Максвелла

τ_0 (разд. I.2.4.6).

При записи Γ в ЭОМ ограниченными пучками помимо "синусоиды" записывается и ее "оггибающая" в виде т.н. большемасштабного поля пространственного заряда [96,97]. Оно влияет на кинетику и эффективность записи, а также приводит к эффектам "памяти".

На эффективность записи в оптически совершенных ЭОМ существенно влияют МВО ([34,237,238], разд.3.2).

Следствием большой ДЭ Γ в ЭОМ является т.н. "шум" рассеяния - кольца рассеяния, линии Косселя и т.п. - при считывании, обусловленный интерференцией записывающих пучков с рассеянным светом [186,202,235]. Теория "шума" рассеяния развита в [239,240].

I.2.4.8. Импульсная (однофотонная и двухфотонная) запись голограмм в ЭОМ. Как видно из табл. I3, применение импульсной записи Γ вместо непрерывной позволяет увеличить экспозиционную СЧ. (Следует подчеркнуть, что СЧ по отношению к поглощенной световой энергии при этом не меняется [213,241].)

При однофотонном возбуждении электронов это увеличение связано с образованием короткоживущих вторичных доноров ФР центров [177]. Так в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ при $I \approx 10^6$ Вт/см² получено $W = 0,05$ Дж/(см²%), что более чем в 2 раза превосходит лучшее значение $W = 0,11$ Дж/(см²%) при непрерывной записи (табл. I3). Запись при этом нелинейна.

Еще большего увеличения СЧ (за счет большего увеличения поглощения при записи) дают двухфотонные процессы возбуждения ([114], табл. I3, рис. I2). В случаях 1-3 (рис. I2) это, видимо, также обусловлено вторичными ФР центрами и в случае 4 - межзонным поглощением.

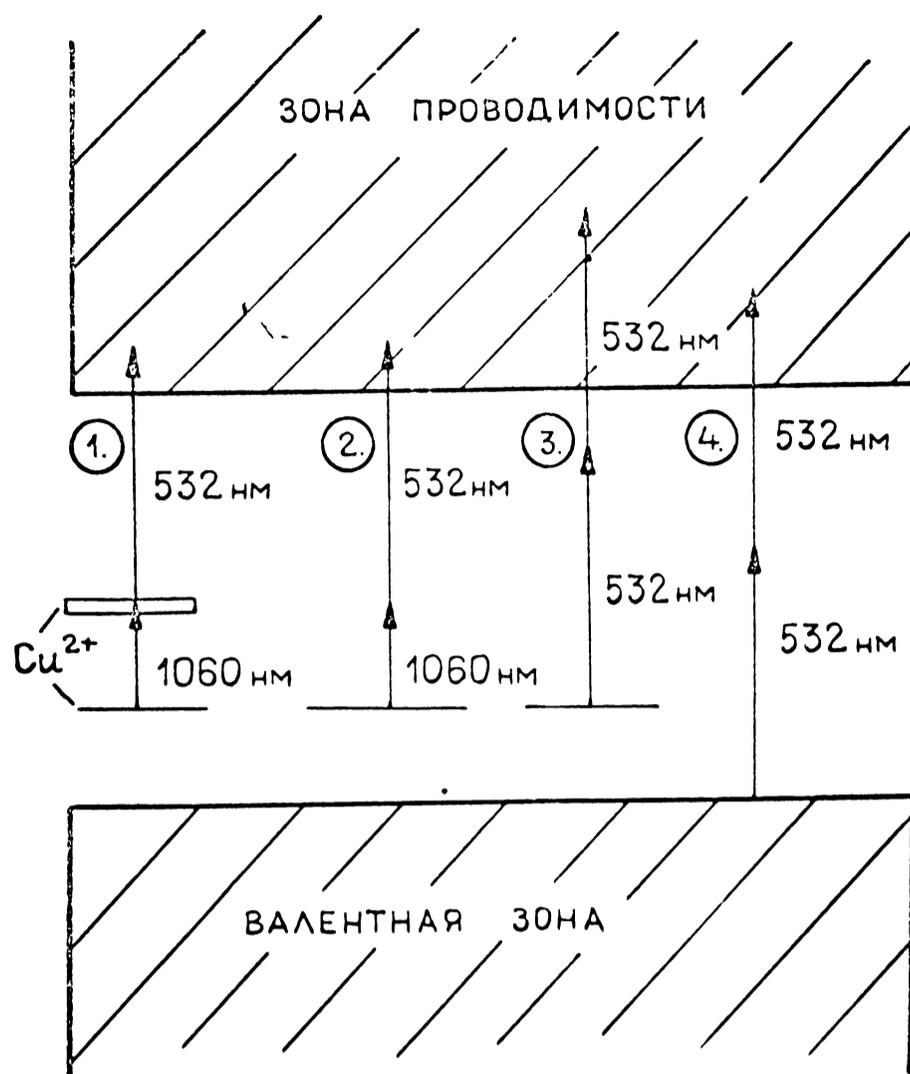


Рис. 12. Двухфотонные процессы возбуждения электронов при записи голограмм в $\text{LiNbO}_3\text{-Cu}$ (1-3, [114]) и LiNbO_3 (4, [176]). 1 - двухступенчатое возбуждение с основного состояния Cu^{2+} через реальное промежуточное состояние (возбужденное состояние Cu^{2+}); 2, 3 - двухфотонное возбуждение с основного состояния Cu^{2+} через виртуальные промежуточные уровни; 4 - двухфотонное возбуждение из валентной зоны. В случаях 1, 2 голографическая информация содержится в излучении с $\lambda = 1060$ нм (при этом $\lambda = 532$ нм соответствует равномерной подсветке), а в случаях 3, 4 - в излучении с $\lambda = 532$ нм.

При многофотонной записи отпадает также необходимость фиксации, т.к. считывание практически неразрушающее. Для способов записи 1, 2 это обеспечивается отсутствием подсветки при считывании, для 3, 4 – незначительностью двухфотонных процессов при малых $I_{\text{счит.}}$. Эти же факторы обеспечивают ничтожное поглощение считывающего луча, несмотря на то, что $\lambda_1 = \lambda_2$. В случае 4 больше также τ_{Γ} , т.к. в нелегированных кристаллах меньше σ_{Γ} .

С точки зрения линейности и реализуемости записи предпочтителен способ 1 – т.н. двухступенчатое возбуждение, предложенное Курцом [114]. Этот способ при достаточно малом $I_{\text{зап.}}$ обеспечивает линейность записи и требует наименьшую $I_{\text{зап.}} \approx 10^7$ Вт/см² из всех двухфотонных процессов [10, 241].

Линейность записи при $I_{\text{зап.}} \gg I_{\text{подсв.}}$ дает и способ 2, однако он требует больших $I_{\text{зап.}}$ [241].

Запись Γ с помощью двухфотонных процессов 3, 4 нелинейна и требует больших $I_{\text{зап.}} \approx 10^9$ Вт/см² [177, 241].

Как уже отмечалось, двухфотонное возбуждение, как и однофотонное, может сопровождаться образованием вторичных ФР центров (разд. I.2.4.5), что усложняет рассмотренные двухфотонные процессы и, вообще говоря, является дополнительным источником нелинейности записи Γ [177].

I.3. Применение голографического метода для исследования фотоиндуцированных процессов в веществе

Как уже отмечалось в Введении и как видно из обзора работ в разд. I.2 (например, [84, 87, 88, 176, 177, 185, 189, 190, 207]), голографический метод (ГМ) является основным методом исследования ГРС – методом исследования не только голографических

характеристик, но и механизмов фотоиндуцированных процессов. Кроме того, он позволяет измерить ряд существенных физических характеристик вещества.

В отличие от интерферометрического метода { определение $\Delta(nd)$ по смещению интерференционных полос [170] } ГМ позволяет определить не только $|\Delta(nd)| \gg 10^{-7}$ мм, но и $\frac{|\Delta\alpha|}{\alpha} \gg 10^{-2}$ ([21, 242], разд. 5.5.2). Другой "родственный" метод - поляризационно-оптический (ПОМ, разд. 2.8) применим для измерения $\Delta[(n_o - n_e)d] \gg 10^{-6}$ мм в двухлучепреломляющих кристаллах, в то время как ГМ позволяет определить $|\Delta n_e|$ и $|\Delta n_o|$. Достоинство интерферометрического метода и ПОМ в том, что это прямые методы, дающие также и знак $\Delta(nd)$ и $\Delta[(n_e - n_o)d]$. Преимуществом ГМ является его относительная простота и гибкость, менее жесткие требования к качеству оптической системы и обработке образцов. Прямое измерение $\frac{|\Delta\alpha|}{\alpha} \approx 10^{-2}$ по изменению пропускания τ требует точности $\delta\tau \approx 0,1\%$, что сопряжено с большими трудностями. В отличие от названных прямых методов ГМ позволяет получить дополнительную информацию о комплексной ФР, связанную с ориентацией и периодом Γ , со свойствами анизотропной дифракции (разд. I.I.3.5).

Наибольший успех достигнут в развитии ГМ исследования ФР в ЭОМ. ГМ дает возможность определения концентрации доноров и ловушек, σ_T и σ_F (это самый надежный метод определения проводимости высокоомных кристаллов), энергии активации, полярности носителей заряда, коэффициента диффузии [243].

Если механизм ФР связан со смещением Γ (разд. I.2.4.6), то по направлению брегговского считывания с СУ можно определить направление P_S [12, 16].

Су и Гейлордом [84] разработан и испытан ГМ определения профиля одномерной Γ в ЭОМ, а также количественного опреде-

ления вклада диффузии и дрейфа свободных носителей в ФР (разд. I.2.4.3). Ими же [244] рассчитаны профили Γ при чистой диффузии и чистом дрейфе, что позволяет судить о механизме ФР по известному профилю Γ . ГМ дает возможность определить также профиль Γ по толщине [94].

Орловски и Кратциг [267] с помощью ГМ определили вклад электронов и дырок в фотопроводимость $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$

ГМ удобен при исследовании кинетики и релаксации фотоиндуцированных процессов в различных средах [100, 176, 177, 185, 190, 245-247].

ГМ позволяет определить такие характеристики вещества как тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости [88, 248], коэффициент температуропроводности [246], коэффициент усиления среды и инверсию населенностей при оптической накачке [103].

Интересно отметить, что полезной может быть не только сама Γ , но и связанный с нею "шум" рассеяния (разд. I.2.4.7), который несет информацию о светорассеивающих центрах [239], а также позволяет геометрически измерить Δn [240].

ГМ может иметь и чисто метрологические применения, например, для измерения [130] и контроля в реальном времени [47, 50] толщины светочувствительной среды, для измерения длительности пикосекундных импульсов света [245].

Несмотря на то, что ГМ исследования фотоиндуцированных процессов только начинает развиваться, он, как следует из сказанного, весьма эффективен и в будущем, по-видимому, станет стандартным методом в этой области. Применению и развитию ГМ в оригинальной части работы посвящены разделы 3.1, 3.2, 5.2.4, 5.4, 5.5, 6.2, 7.2, 7.4.

Г л а в а 2

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1. Приготовление образцов

Объектами исследований служили образцы АОК KBr , АП пленок типа $As-Se$ и $As-S$ и СЭ кристаллов $LiNbO_3$, $LiNbO_3-Fe$, $LiNbO_3-Cu$, $LiNbO_3-U$ и $LiNbO_3$, облученных электронами (3 МэВ) на ускорителе.

Кристаллы KBr выращивались из сырья "особо чистое" методом Киропулоса на воздухе. Их аддитивное окрашивание производилось плавлением в парах Na в течение 24 часов при $600^\circ C$. Полировка АОК KBr приводила к матовости поверхности кристалла из-за усиленного поглощения полированными поверхностями влаги и поэтому не применялась. Характерный поперечный размер АОК KBr составлял 7 мм, а $d = 0,33 \pm 1,45$ мм. Перед употреблением АОК KBr отжигались $3 \div 10$ мин. при $T \approx (350-500)^\circ C$ с последующим резким охлаждением до комнатной T для того, чтобы избавиться от агнегатных ЦО и получить чистую Γ -полосу [19, 128, 153]. Таким же образом производилось стирание Γ и подготовка кристалла для следующей записи.

АП пленки $As-Se$ и $As-S$ получались вакуумным напылением на стеклянной подложке с помощью установки ВУП-1. Толщина пленок ($d = 1 \div 5$ мкм) измерялась кварцевым толщиномером (изготовленным В.М.Козловым) с точностью $\pm 10\%$. Размер образца - 18×18 мм². Из-за неполной обратимости АП пленок (разд. 1.2.3.2) каждая пленка использовалась однократно.

СЭ кристаллы $LiNbO_3$ выращивались из расплава методом Чохральского. Легирование Fe , Cu , U производилось при выращи-

вани добавкой соответственно Fe_2O_3 , CuO и UO_2 . Кристаллы представляли собой шлифованные и полированные пластинки, вырезанные параллельно оси \vec{C} и имеющие характерный поперечный размер 7 мм, $d = 0,20 \pm 0,01$ мм. Точность механической обработки была не хуже $\pm 0,8$ мкм в пределах образца для обычной записи Г и интерферометрической (разд. 7.4) – для Г с МВО. С целью улучшения воспроизводимости результатов один кристалл обычно использовался многократно. Стирание каждой предыдущей Г производилось отжигом при 200°C в течении 10 минут.

2.2. Лазеры и измерение их параметров

Примененные в настоящей работе типы лазеров и их основные параметры даны в табл. 16. Часть параметров взята из спецификаций, часть при необходимости измерялась.

P (мощность) лазеров ЛГ-36В, ЛГ-38, ЛГ-106М измерялась люксметром ЛМ-3, проградуированном с помощью калориметрических измерителей ИЭК-1 и КИМ-1 с точностью $\pm 10\%$. P лазера "SPECTRA PHYSICS MODEL 71-06" измерялась входящим в комплект лазера фотоэлектрическим измерителем (относительная погрешность $\delta = 1\%$) и фотоэлектрическим измерителем типа "SPECTRA PHYSICS 404 POWER METER ($\delta = 5\%$)".

Определение d_0 проводилось с помощью микрометрической щели от зеркального монохроматора ЗМР-3 по методике, изложенной в [250], имеющей $\delta = 3\%$, и позволяющей проверить гауссовый характер поперечного распределения I пучка (как это должно быть для моды TEM_{00} [251, 252]).

Расходимость луча $\Delta\theta$ (на уровне $1/e^2$) рассчитывалась на основе измеренных d_0 и известных соотношений [251]

$$\Delta\theta = 1,60 \sqrt{\frac{\lambda}{R_3}} + 2,44 \frac{\lambda}{d_{\text{ап}}}, \quad (2.1)$$

Таблица 16

Параметры примененных для исследований лазеров. Все лазеры газоразрядные, работающие в непрерывном, одномодовом (мода TEM_{00}) режиме и имеющие линейную вертикальную поляризацию излучения. $\lambda_{изл}$ - длина волны излучения, $P_{макс}$ - максимальная выходная мощность, d_0 и $\Delta\theta$ - соответственно диаметр и полный угол расходимости луча на уровне $1/e^2$, $l_{ког}$ - длина когерентности

№ п/п	Тип лазера	Рабочее вещество	$\lambda_{изл}$, нм	$P_{макс.}$, мВт	d_0 , мм	$\Delta\theta$, угл. мин.	$l_{ког}$, см	Примечание
1	ЛГ-36А	Смесь He и Ne	632,8	40	1,80	2,0	27	$\lambda_{изл}$ согласно спецификации; d_0 измерено на расстоянии 1 м от плоского выходного зеркала лазера
2	ЛГ-38	- " -	- " -	31	2,15	1,8	25	- " -
3	ЛГ-106М	Ar ⁺	488,0	100	3,5	6	15	- " -
4	SPECTRA PHYSICS MODEL 171 - 05	- " -	528,7 514,5 501,7 496,5 488,0	100 1500 250 300 800	1,60 1,58 1,56 1,55 1,54	1,9	200	Лазер перестраиваемый по $\lambda_{изл.}$, с дополнительным интерферометром Фабри-Перо в резонаторе, настроенном на 514,5 нм; $\lambda_{изл.}$, d_0 , $\Delta\theta$ согласно спецификации.

$$d_0 = \sqrt{\frac{2R_3 \lambda}{\pi} \left(1 + \frac{4z^2}{R_3^2}\right)}, \quad (2.2)$$

где R_3 - эквивалентный конфокальный параметр резонатора;
 $d_{\text{ап.}}$ - диаметр апертурной диафрагмы резонатора; Z - координата вдоль оси пучка, отсчитываемая от перетяжки пучка (для полуконфокальных резонаторов, которые имели наши лазеры, перетяжка совпадает с плоским выходным зеркалом [25I]). Рассчитанные (с точностью $\pm 0.05'$) $\Delta \theta$ проверялись прямым измерением по увеличению d_0 при $Z = 98$ м.

Длина когерентности $l_{\text{ког.}}$ измерялась как разность хода двух интерферирующих лучей (интерференционная картина наблюдалась измерительным микроскопом МЦ-1), при которой начинает уменьшаться видность интерференционных полос. Точность измерений ± 1 см.

В настоящей работе часто используется понятие о средней \bar{I} луча лазера (\bar{I}), которая здесь определяется соотношением

$$\bar{I} = \frac{\pi d_0^2}{4} = P \quad (2.3)$$

Для пучка Гаусса

$$I = I_0 e^{-\alpha^2 r^2}, \quad (2.4)$$

где $\alpha = 2\sqrt{2}/d_0$, r - радиальная координата пучка. Тогда

$$P = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} I_0 e^{-\alpha^2 r^2} r dr = \frac{\pi I_0}{\alpha^2} = \frac{\pi d_0^2}{4} \cdot \frac{I_0}{2} \quad (2.5)$$

и, согласно (2.3)

$$\bar{I} = I_0 / 2 \quad (2.6)$$

Дальше под I , если не оговорено иначе, понимается \bar{I} .

2.3. Измерение спектров поглощения

Измерение оптических спектров поглощения применялось при

качественном и количественном исследовании реакции $F \rightarrow X$ в ЛОК KBr (как при интегральном облучении лучом лазера, так и при записи Γ), для определения фотоиндуцированных изменений D ЛП пленок $As-Se$ и $As-S$, а также для снятия спектральных характеристик применяемых светофильтров.

Спектры измерялись в неполяризованном свете при комнатной T спектрофотометрами СФ-14 (диапазон 400÷750 нм), "SPECORD UVVIS" (330÷800 нм) и МУФ-5 (регистрация спектров поглощения при 250÷700 нм; МУФ-5 имеет оптический зонд диаметром 20 мкм, что позволяет регистрировать на самописце спектры поглощения в максимумах и минимумах Γ , разд. 5.4).

2.4. Измерение характеристик обесцвечивания аддитивно окрашенных кристаллов KBr

ФХ реакция $F \rightarrow X$ в ЛОК KBr в настоящей работе описывается зависимостью от t , $I t$ и I следующих характеристик обесцвечивания (гл. 5): D , относительного обесцвечивания $m = \frac{D_{нач.} - D}{D_{нач.}}$ где $D_{нач.}$ — начальная D ; энергетической скорости обесцвечивания $\alpha_F = \frac{m}{I t} \Big|_{I t \approx 0}$ и скорости обесцвечивания $\beta_F = \frac{m}{t} \Big|_{t \approx 0}$. Величина m была выбрана в качестве характеристики обесцвечивания вместо D или τ для того, чтобы по возможности исключить влияние конкретных значений $D_{нач.}$ на степень и скорость обесцвечивания.

I определялась люксметром ЛМ-3 согласно (2.3) с $\delta = 12\%$.

I менялась калиброванными светофильтрами.

Обесцвечивание ЛОК KBr проводилось при $\lambda = 632,8$ нм и $T = 140 \pm 220^\circ C$ (оптимальной для наших образцов оказалась $180^\circ C$) в печи-держателе. T кристалла измерялась термометром "хромель-алюмель" и милливольтметром М82 с точностью $\pm 0,5^\circ C$.

Непосредственно измерялись τ ($\delta = 5\%$), I , t (секундомером), а D , m , α_F , β_F определялись через них. Фотодетектором служил ФЭУ типа 12MFQ535 фирмы "CARL ZEISS JENA", а индикатором - гальванометр MI95/3.

Абсолютные погрешности D , m , α_F , β_F составляли:
 $\Delta D = 0,02$; $\Delta m = 0,03$; $\Delta \alpha_F = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ I}^{-1} [\text{Вт/см}^2] \text{ см}^2/\text{Дж}$;
 $\Delta \beta_F = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. В некоторых случаях с примерно такой же точностью характеристики обесцвечивания измерялись с помощью спектрофотометров (разд.2.3).

Следует подчеркнуть, что обесцвечивание АОК KBr и измерение характеристик обесцвечивания гауссовыми пучками вместо употребления для этого пучков с $I = I = \text{const}$ (разд.2.2) дает, как показывает расчет, несколько завышенные значения m , α_F , β_F , но это завышение, как правило, существенно меньше погрешностей измерений.

2.5. Голографическая установка, запись голограмм и измерение голографических параметров

Голографическая установка была создана автором настоящей работы в Институте физики АН Латвийской ССР в 1973 г. Впоследствии оптические и электрические схемы установки совершенствовались. Параметры голографической установки, ее механическая, оптическая и электрическая схемы представлены в табл.17 и на рис.13,14,15.

Согласно общим принципам виброизоляции [253] установка должна быть массивной и иметь хорошую амортизацию, что эквивалентно всемерному уменьшению собственной частоты колебаний установки ($f_{\text{собств.}}$). В данном случае $f_{\text{собств.}}$, определяемая по равновесному прогибу амортизаторов (Δ) согласно формуле $f_{\text{собств.}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{\Delta}}$ ([253], $g = 981 \text{ см/с}^2$ - ускорение свободного па-

Таблица 17

Параметры голографической установки ($P_{\text{макс.}}$ см. табл. 16)

Система индикации мощности света	Система с ФЭУ (рис. 15, а)		Система с ФД-7К (рис. 15 б)		SPECTRA PHYSICS 404 POWER METER	SPECTRA PHYSICS 404 POWER METER (рис. 15, в)
	Лазер ЛГ-36а или ЛГ-38	Лазер ЛГ-106М	Лазер ЛГ-36А	Лазер ЛГ-106М	Лазер ЛГ-36А	Лазер SPECTRA PHYSICS MODEL 171 - 06
Порог измерения мощности света, Вт	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Диапазон измерения η , %	$0,6 \cdot 10^{-4} \div 100$	$2,6 \cdot 10^{-5} \div 100$	$2,0 \cdot 10^{-3} \div 100$	$0,9 \cdot 10^{-3} \div 100$	$2,5 \cdot 10^{-3} \div 100$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Относительная погрешность измерения η , %	≤ 9	≤ 20	≤ 5	≤ 19	≤ 9	≤ 7
Диапазон измерения W Дж/(см ² %), (без фокусирования пучков)	$\frac{1,0 \cdot 10^{-6}}{\eta[\%]} \div \frac{0,6 \cdot 10^5}{\eta[\%]}$	$\frac{2,7 \cdot 10^{-7}}{\eta[\%]} \div \frac{4,0 \cdot 10^4}{\eta[\%]}$	$\frac{4,0 \cdot 10^{-5}}{\eta[\%]} \div \frac{0,6 \cdot 10^5}{\eta[\%]}$	$\frac{0,9 \cdot 10^{-5}}{\eta[\%]} \div \frac{4,0 \cdot 10^4}{\eta[\%]}$	$\frac{4,0 \cdot 10^{-5}}{\eta[\%]} \div \frac{0,6 \cdot 10^5}{\eta[\%]}$	$\frac{0,5 \cdot 10^4}{\eta[\%]} \div \frac{1,8 \cdot 10^6}{\eta[\%]}$
Относительная погрешность измерения W , %	≤ 16	≤ 24	≤ 14	≤ 23	≤ 13	$\div \frac{P_{\text{макс.}} [\text{Вт}]}{\eta[\%]} \leq 10$
Диапазон возможного изменения средней интенсивности света (I), Вт/см ² (без фокусировки пучков)	$2 \cdot 10^{-6} \div 1,6$	$0,5 \cdot 10^{-6} \div 1,0$	$0,7 \cdot 10^{-4} \div 1,6$	$2 \cdot 10^{-5} \div 1,6$	$0,8 \cdot 10^{-4} \div 1,6$	$1 \cdot 10^{-4} \div 50$

Таблица 17 (продолжение)

Система индикации мощности	Система с ФЭУ (рис. 15, а)		Система с ФД-7К (рис. 15, б)		SPECTRA PHYSICS 404 POWER METER (рис. 15, в)	
	Лазер ЛГ-36а или ЛГ-38	Лазер ЛГ-106М	Лазер ЛГ-36А	Лазер ЛГ-106М	Лазер ЛГ-36А	Лазер SPECTRA PHYSICS MODEL 171-06
Относительная погрешность измерения I , %	≤ 12	≤ 12	≤ 12	≤ 12	≤ 5	≤ 5
Относительная погрешность измерения средней экспозиции (It), %	≤ 13	≤ 13	≤ 13	≤ 13	≤ 7	≤ 7
К каким разделам работы относится данная система индикации мощности света	гл. 5, 6	гл. 6	гл. 6, 7		Разд. 5.2.2 (частично) разд. 5.5, 5.6	
Пределы измерения РС, лин/мм	от 7 до 2п/л					
Относительная погрешность измерения РС, %	6					
Абсолютная погрешность измерения угловой селективности голограммы, угл. мин.	± 5					
Масса установки, кг	1200					
Габариты, мм	1100 x 2500 x 1000					
Частоты собственных колебаний, Гц	4					

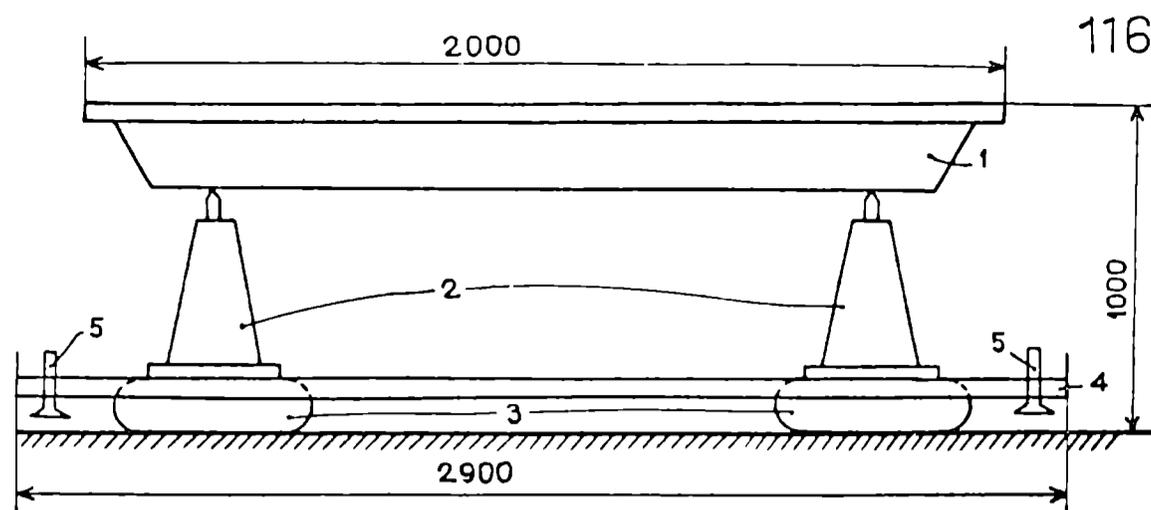


Рис. 13. Виброустойчивый стол голографической установки (в профиле). 1 - разметочная плита (1000×2000 мм²) массой 900 кг; 2 - домкраты (4 шт.); 3 - амортизаторы (покрышки грузовика, 2 шт.); 4 - рама; 5 - опорные болты (4 шт.). В рабочем положении стол опирается на амортизаторы, в остальное время - на опорные болты.

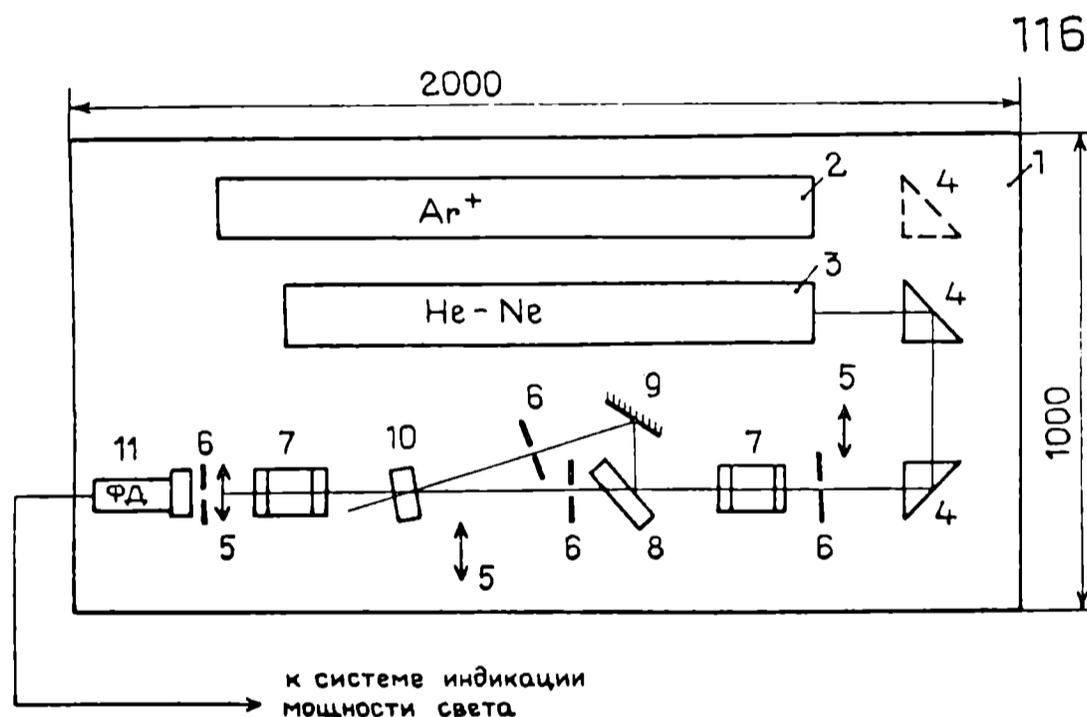


Рис. 14. Типичная оптическая схема голографической установки (изображен момент записи голограммы). 1 - виброустойчивый стол; 2 - Ar^+ лазер типа ЛГ-106 М или "SPECTRA PHYSICS MODEL 171-06"; 3 - He-Ne лазер типа ЛГ-36А или ЛГ-38; 4 - поворотные призмы; 5 - затворы; 6 - диафрагмы; 7 - светофильтры в держателях; 8 - полупрозрачное зеркало; 9 - зеркало; 10 - образец в держателе; 11 - фотодетектор. По мере необходимости оптическая схема изменялась.

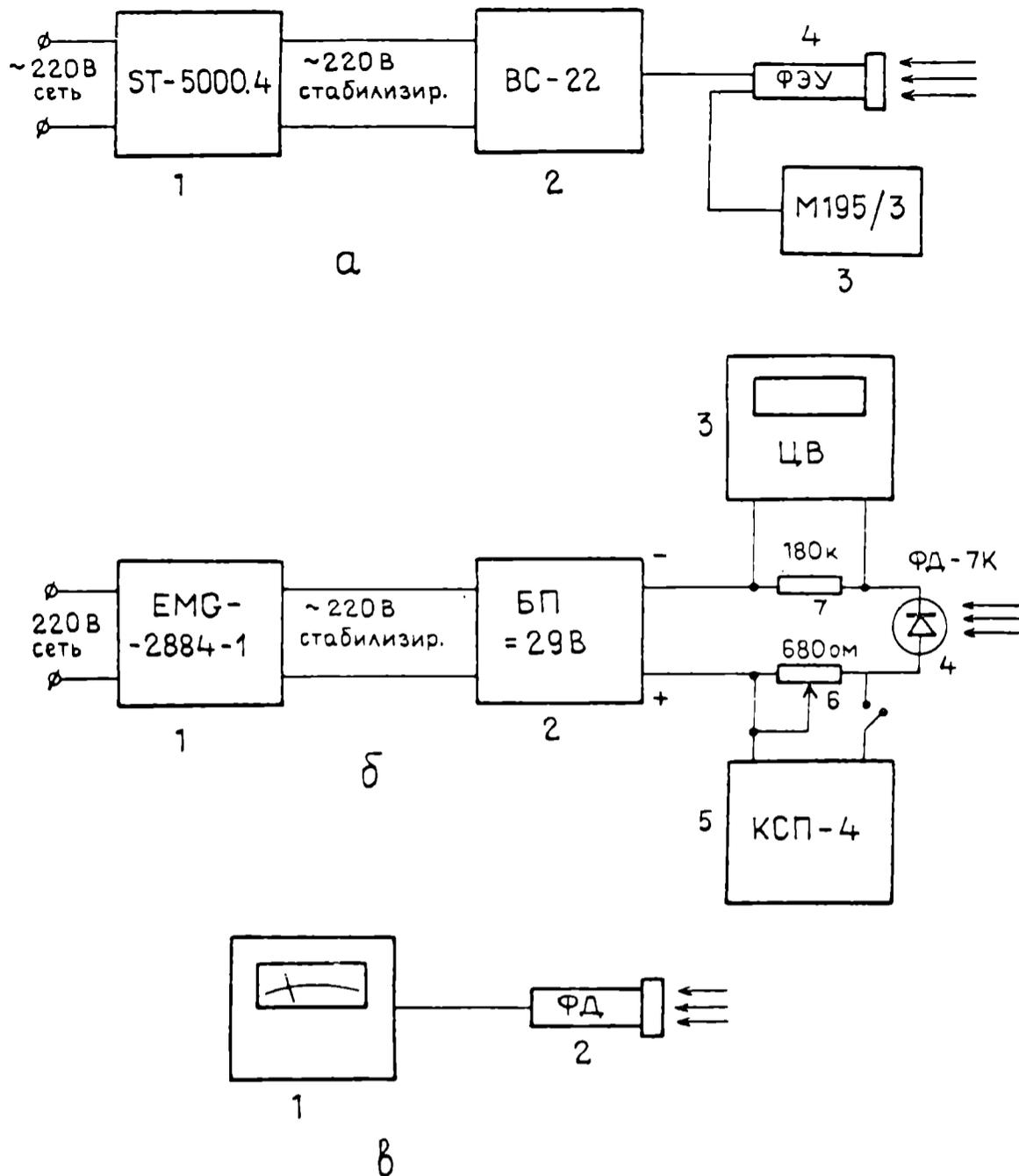


Рис. 15. Используемые в работе системы индикации мощности света. а - система с ФЭУ: 1 - стабилизатор переменного напряжения типа ST-5000.4; 2 - высоковольтный блок питания BC-22; 3 - гальванометр типа M195/3; 4 - фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) типа 12MFQ 535 фирмы "CARL ZEISS JENA". б - система с ФД-7К: 1 - стабилизатор переменного напряжения типа EMG-2884-1; 2 - блок питания, изготовленный А.К.Попелисом; 3 - цифровой вольтметр типа EMG-I363 или типа В-2-22; 4 - фотодиод типа ФД-7К; 5 - самописец типа КСП-4; 6,7 - сопротивления. в - измеритель мощности света типа "SPECTRA PHYSICS 404 POWER METER": 1 - блок индикации (стрелочный) и питания (от батарей); 2 - фотодиод с ослабителем света.

дения), составляет 4 Гц. Стабильность установки позволяет вести запись элементарных Г в течении 10 часов.

В ходе работы использовались три системы индикации P света (рис.15). Преимущество системы с ФЭУ (рис.15,а) – ее бо́льшая чувствительность, что важно при исследовании ГРС с малой ДЭ (как напрмер, в случае записи Г в АОК КВr при $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм). Системы с фотодиодами (рис.15,б,в) более удобны и, при индикации цифровым вольтметром, более точны. Погрешности измерения η и W (табл.17) в основном определялись нестабильностью лазера, дрейфом "нуля" фотодетектора и погрешностью индикатора.

Запись Г, как правило, производилась по симметричной схеме с пропускающей геометрией (рис.1 и рис.14). При больших θ использовались схемы типа "параллелограмм", где уравновешены оптические пути записывающих пучков. Для измерения η при больших θ записывались отражательные Г (разд.1.1.3.2;рис.2,2).

ДЭ определялась согласно разд.1.1.2, рис.2, как правило, в первом порядке дифракции при первом угле Брегга ($|m| = 1$). Для этого во время экспозиции на короткое время (1±2 с) затвором закрывался один из пучков и открывался затвор фотодетектора (рис.14). Если считывание проводилось при $\lambda_2 \neq \lambda_1$, то ДЭ измерялась непрерывно (и/или регистрировалась на самописце).

W и другие голографические параметры СЧ определялись согласно гл.4 на основе измеренных η , I (точнее \bar{I} ; разд.2.2,2.4) и t . I определялась согласно (2.3) из измерений P при известном d_0 (табл.16). t измерялась секундомером с точностью ±0,5 с. Диапазон I был ограничен снизу порогом измерения P света, а сверху – $P_{\text{макс. лазера}}$ (табл.17).

РС определялась из измерений η при $It = \text{const}$ по схемам и формулам рис.1 и рис.2. Минимальная измеряемая РС определялась размерами установки.

2.6. Оценка изменения показателя преломления по расходимости лазерного пучка методом эквивалентной линзы

ФР приводит к дополнительной расходимости неоднородного лазерного пучка. По величине этой расходимости можно оценить Δn , что, ввиду простоты этого способа, иногда представляет интерес. Нами таким образом оценивалось Δn в АОК KBr (разд.5.5.2) и LiNbO_3 (разд.2.6, гл.7).

Пусть на образец падает гауссовый пучок (2.4). Под действием света в образце появится область, для которой $\Delta n \approx \Delta n_0 \exp\left[-\frac{8r^2}{d_0^2}\right]$, где Δn_0 - изменение n в центре пучка Гаусса. Эта область, ввиду своей неоднородности, действует как линза. Найдем фокусное расстояние (f) линзы, эквивалентной рассматриваемой области.

Амплитудное пропускание сферической, радиально симметричной линзы равно [1]

$$\tilde{t}(r) = \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} n l_0\right] \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda f} r^2\right], \quad (2.7)$$

где l_0 - толщина линзы в центре. Для рассматриваемой области образца с учетом сказанного имеем фазовую часть \tilde{t}_2 в виде

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{\text{фаз.}}(r) &= \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} n d\right] \cdot \exp\left[i\frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n_0 e^{-\frac{8r^2}{d_0^2}}\right] \approx \\ &\approx \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} (n + \Delta n_0) d\right] \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_0 \frac{8r^2 d}{d_0^2}\right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Здесь сделано приближение $\exp\left[-\frac{8r^2}{d_0^2}\right] \approx 1 - \frac{8r^2}{d_0^2}$. Сравнивая (2.7) и (2.8) видим, что

$$\frac{1}{f} = \frac{16\Delta n_0 d}{d_0^2} \quad (2.9)$$

Следовательно, если $\Delta n_0 > 0$, то $f > 0$ и эквивалентная линза собирающая (рис. 16, а), а если $\Delta n_0 < 0$, то $f < 0$ и эквивалентная линза рассеивающая (рис. 16, б). Первый случай реализуется, например, при ДФР в АОК KBr в коротковолновой части F -полосы (разд. 5.5), а второй — при ФР в $LiNbO_3$ (разд. 1.2.4.3).

Используя (2.9), рис. 16, закон Снеллиуса и малость угла в практически наблюдаемых случаях, найдем

$$\Delta n_0 = \frac{d_0 \alpha}{8nd}. \quad (2.10)$$

Формула (2.10) дает величину Δn_0 с точностью по полпорядка, что было проверено совместно с П.А. Аугустовым в случае $LiNbO_3$ с помощью ПОМ.

2.7. Измерение фотоиндуцированного изменения двулучепреломления поляризационно-оптическим методом

ПОМ в настоящей работе использовался дважды — для проверки метода эквивалентной линзы (разд. 2.6) и для проверки развитой в гл. 3 теории тонких Γ (разд. 7.4). Сканирование Γ с помощью ПОМ позволило в разд. 7.4 сделать также несколько выводов о природе ФР в $LiNbO_3-Fe$. Рассмотрим суть ПОМ.

Установка для измерения $\Delta(n_e - n_o)$ с помощью ПОМ создана П.А. Аугустовым [182]. Определение $\Delta(n_e - n_o)$ в одноосном кристалле осуществляется автоматической компенсацией разности фаз обыкновенного и необыкновенного лучей кварцевым клином по максимуму I на выходе. Установка позволяет измерять временную зависимость $\Delta(n_e - n_o)$, а также зависимость от координат. Резуль-

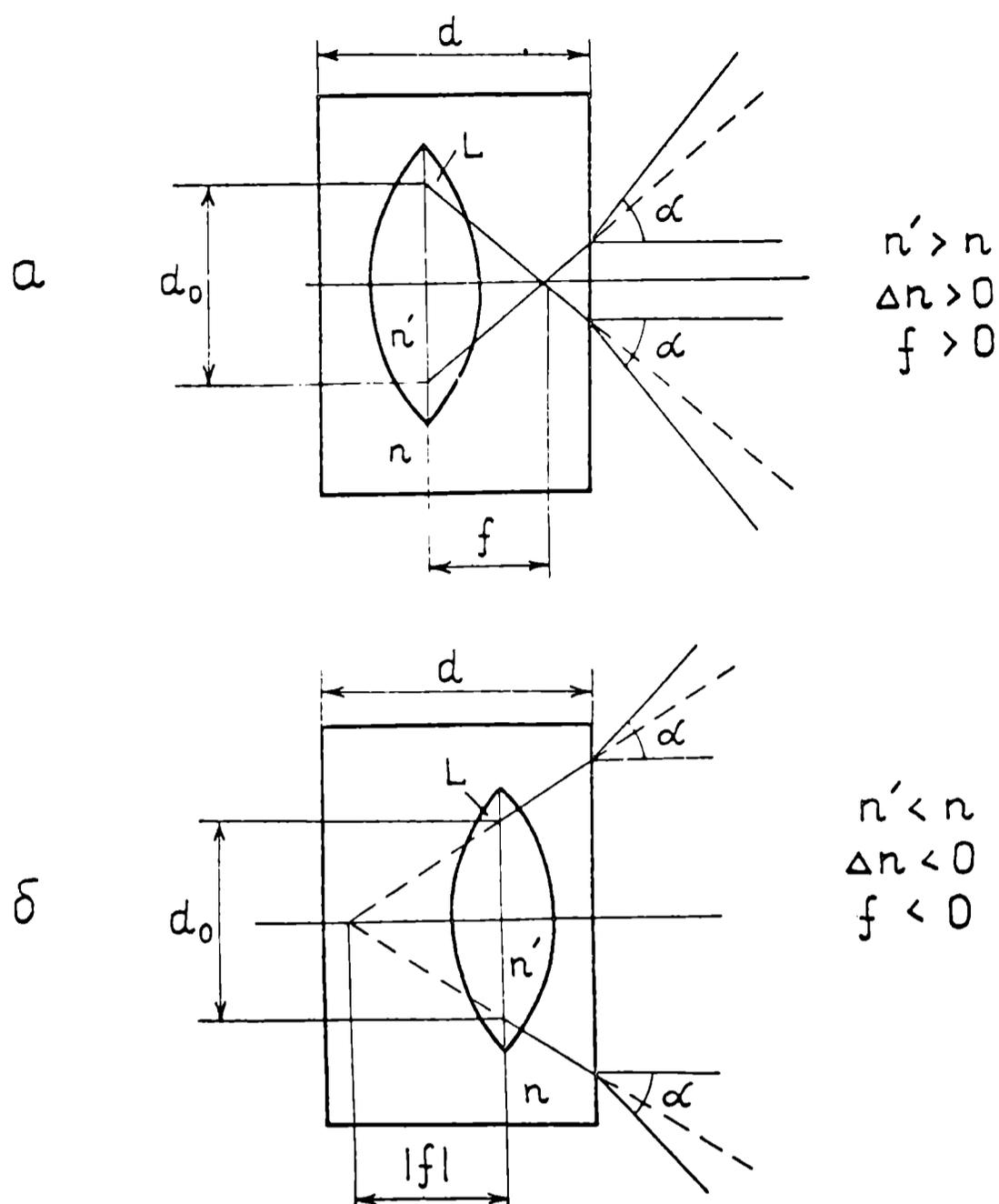


Рис. 16. Схема, поясняющая расчет изменения показателя преломления (Δn) по расширению лазерного пучка методом эквивалентной линзы. Гауссовый лазерный пучок с диаметром d_0 падает на образец толщиной d слева. L - эквивалентная линза; n' - показатель преломления после воздействия света; n - исходный показатель преломления; $\Delta n = n' - n$; f - фокусное расстояние эквивалентной линзы; α - угол, характеризующий расходимость пучка после образца.

таты регистрируются на ленте самописца. Чувствительность ПОМ на данной установке порядка 10^{-6} при $d = 1$ мм.

Для ПОМ оптимальны тонкие ($d \approx 0,2 \div 1$ мм), оптически совершенные кристаллы (разд. 7.4.1), в которых поэтому существенны МВО. Расчет, однако, показал, что при $\Delta(n_e - n_o) \leq 10^{-4}$ МВО не влияют на результаты измерений, так как при ПОМ точность измерений не зависит от I света. При $\Delta(n_e - n_o) \gg 10^{-4}$ МВО могут дать дополнительные максимумы I на выходе, однако непрерывная автоматическая регистрация $\Delta(n_e - n_o)$ позволяет заметить ложные максимумы.

2.8. Теоретические исследования

Для более полного понимания фотофизических процессов наряду с экспериментальными исследованиями проводились и теоретические. Теоретически исследовалась ДЭ тонких амплитудно-фазовых Г (гл. 3), проблема СЧ регистрирующих сред (гл. 4), кинетика ФХ. реакции $F \rightarrow X$ в АОК KBr (разд. 5.1), СУ Г в АОК KBr (разд. 5.3), ДФР и запись Г на основе ДФР (разд. 5.5.1, 5.6.1), анизотропия ФР в $LiNbO_3-Fe$ (разд. 7.2). Расчет использовался также в методических целях (разд. 1.1.5, 2.2, 2.6) и для выяснения вопросов, экспериментальное исследование которых было затруднено (например, разд. 1.1.3.4, 2.7) и

Г л а в а 3

ТЕОРИЯ ТОНКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ
ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕГРАЛА ФРЕНЕЛЯ-КИРХГОФА

В гл.3 развита теория тонких элементарных амплитудно-фазовых Г [34,48], необходимая при исследовании ГРС и ранее не имеющая уровня развития, необходимого для практики (разд. I.I.6). Типичными объектами применения такой теории являются АП пленки. При определенных условиях (разд. I.I.3.I) она применима и к Г, имеющим вполне ощутимую толщину (разд.7.4).

В разд.3.I на основе дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа в неосевом приближении Фраунгофера получены общие формулы для η_m тонких амплитудно-фазовых Г при отсутствии МВО. Найдены $\eta_{1\text{макс}}$ амплитудных и фазовых синусоидальных Г и параметры Г, при которых $\eta_{1\text{макс}}$ достигается. Определены оптимальные профили амплитудных, амплитудно-фазовых и фазовых решеток, дающих $\eta_{m\text{макс}}$, а также значения $\eta_{m\text{макс}}$.

В разд.3.2 развитая в разд.3.I теория обобщена на случай наличия МВО. МВО существенны как в тонких прозрачных слоях (например, в As-Se при $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм и $d < 1,5$ мкм [170]), так и в толстых слабопоглощающих кристаллах при высокой степени плоскопараллельности и однородности образцов (LiNbO_3 [237,238], $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ разд.7.4). Показано, что Г в МВО является одновременно пропускающей и отражающей. Получены общие выражения для η_m таких Г. В случае поглощающих синусоидальных фазовых Г выведены расчетные формулы для плоских волн и гауссовых пучков.

3.1. Теория тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм без многократных внутренних отражений

3.1.1. Вывод общих формул

Пусть имеется элементарная тонкая амплитудно-фазовая Γ - прямоугольный образец, \mathcal{A} и n которого зависят от X, Z (рис.17), причем зависимость от X периодическая:

$$\mathcal{A}(X + \Lambda, Z) = \mathcal{A}(X, Z), \quad n(X + \Lambda, Z) = n(X, Z) \quad (3.1)$$

Пусть далее на Γ слева падает плоская волна света с амплитудой электрического вектора

$$U_0 = \exp[ik(\cos \theta_x X + \cos \theta_y Y + \cos \theta_z Z) - i\omega t], \quad (3.2)$$

где $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число; $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ - углы, которые волновой вектор \vec{K} образует с осями X, Y, Z . В результате дифракции волны U_0 на Γ в плоскости (X_0, Y_0) , расположенной в зоне Фраунгофера, образуется световое поле с амплитудой $U_2(X_0, Y_0)$. Задача заключается в нахождении η_m (разд.1.1.2).

Поставленную задачу будем решать на основе скалярной теории дифракции Фраунгофера. Как известно ([45], с.419), в этом случае можно считать, что дифракция сводится к возникновению за Γ дифрагированных лучей, а в остальном распространение света подчиняется законам геометрической оптики. Тогда модуль вектора Пойнтинга пропорционален квадрату модуля амплитуды поля ([45], с.141-143), и

$$\eta_m = \frac{\cos \theta_{zm}}{ab \cos \theta_z} \iint_{-\infty}^{\infty} |U_{2m}(X_0, Y_0)|^2 dx_0 dy_0, \quad (3.3)$$

где $U_{2m}(X_0, Y_0)$ - амплитуда волны, дифрагированной в m -тый порядок, а θ_{zm} - угол между осью Z и радиус-вектором дифракционного максимума m -того порядка. Так как m -тый дифракционный максимум занимает малую область плоскости (X_0, Y_0) , мы

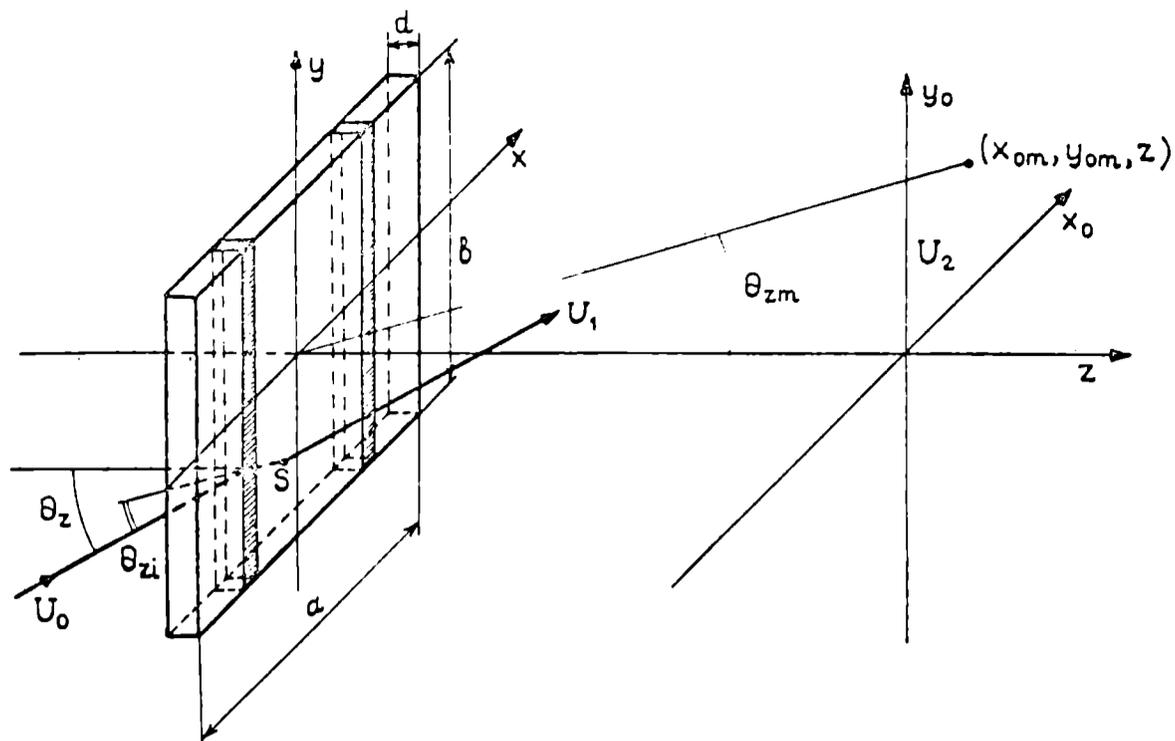
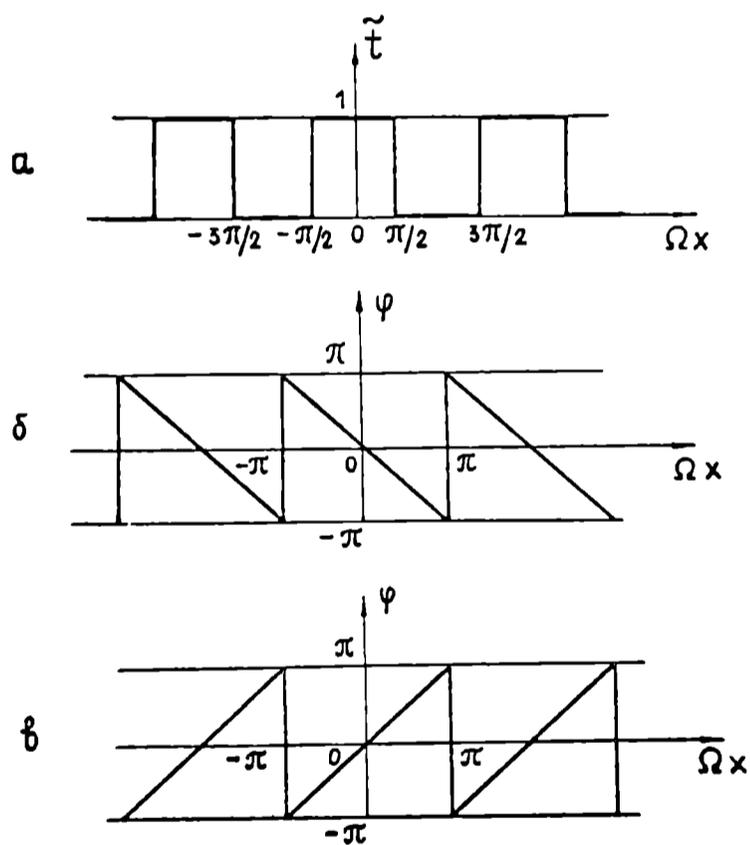


Рис. 17. Схема для расчета дифракционной эффективности тонких амплитудно-фазовых голограмм. Пояснения в тексте.



125

Рис. 18. Оптимальные профили одномерных решеток, дающие максимальную дифракционную эффективность в первых порядках дифракции. а - амплитудный профиль, дающий $\eta_{+1\text{ макс.}} = \eta_{-1\text{ макс.}}$; б, в - фазовые профили амплитудно-фазовой и фазовой решеток, при которых достигаются $\eta_{-1\text{ макс.}}$ и $\eta_{+1\text{ макс.}}$ соответственно.

пренебрегли кривизной волнового фронта, вынося $\cos \theta_{zm}$ за знак интеграла, и выбрали бесконечные пределы интегрирования.

Для нахождения поля U_{zm} воспользуемся дифракционным интегралом Френеля-Кирхгофа в неосевом приближении Фраунгофера:

$$U_{zm}(X_0, Y_0) = \frac{\cos^2 \theta_{zm}}{i\lambda z} \exp \left[ik \left(\frac{z}{\cos \theta_{zm}} + \frac{X_0^2 + Y_0^2}{2z} \cos \theta_{zm} - \frac{X_{0m}^2 + Y_{0m}^2}{2z} \cos \theta_{zm} \right) \right] \iint_{S_\Gamma} U_1(x, y) \exp \left[-\frac{ik \cos \theta_{zm}}{z} x \cdot (X_0 x + Y_0 y) \right] dx dy \quad (3.4)$$

Здесь $U_1(x, y)$ — амплитуда поля в передней плоскости Γ , X_{0m}, Y_{0m} — координаты центра m -того дифракционного максимума в плоскости наблюдения (рис. 17), S_Γ — площадь Γ . Выражение (3.4) получается аналогично случаю осевой ($X_{0m} = Y_{0m} = 0, \theta_{zm} \approx 0$) дифракции Фраунгофера ([1], гл. 4).

Теперь определим поле $U_1(x, y)$. Для тонкой Γ [18]

$$U_1(x, y) = U_0|_{z=-d} \tilde{t}(x, y) \quad (3.5)$$

где $\tilde{t}(x, y)$ зависит также от направления луча U_0 . Будем считать, что МВО нет. Тогда $\tilde{t}(x, y)$ в приближении геометрической оптики (без учета отражения) равно

$$\tilde{t}(x, y) = \exp \left[\int_S \left(-\frac{\alpha}{2} + ikn \right) ds \right] \text{rect} \left(\frac{x}{a} \right) \text{rect} \left(\frac{y}{b} \right). \quad (3.6)$$

где S — траектория луча U_0 в Γ .

Найдем $U_{zm}(X_0, Y_0)$. Воспользуемся периодичностью функции

$$\tilde{t}_{\alpha n}(x) = \exp \left[\int_S \left(-\frac{\alpha}{2} + ikn \right) ds \right] \quad (3.7)$$

в силу (3.1) и разложим ее в ряд Фурье:

$$\tilde{t}_{\alpha n}(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} c_p e^{ip\alpha x}, \quad (3.8)$$

$$C_p = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} t_{\text{ан}}(x) e^{-ip\Omega x} dx, \quad (3.9)$$

$$\Omega = 2\pi / \Lambda \quad (3.10)$$

Подставим $U_1(x, y)$ с учетом (3.5-3.8) в (3.4), опуская все экспоненты, которые в силу (3.3) не дают вклада в η_m . Тогда

$$U_{2m}(x_0, y_0) = \frac{ab}{\lambda z} \cos^2 \theta_{zm} C_m \operatorname{sinc} \left[\frac{x_0 \cos \theta_{zm}}{\lambda z} - \left(\frac{m}{\Lambda} - \frac{\cos \theta_x}{\lambda} \right) a \right] \operatorname{sinc} \left[\left(\frac{y_0 \cos \theta_{zm}}{\lambda z} - \frac{\cos \theta_y}{\lambda} \right) b \right] \quad (3.11)$$

В дифракционный максимум m -того порядка дает вклад только член ряда с $p = m$.

Выражение (3.11) определяет координаты x_{0m} и y_{0m} , что совместно с рис. 17 позволяет найти $\cos \theta_{zm}$:

$$\cos \theta_{zm} = \left[\cos^2 \theta_z - m^2 \frac{\lambda^2}{\Lambda^2} - 2m \frac{\lambda}{\Lambda} \cos \theta_x \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

Подставляя (3.11) в (3.3) найдем

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} |C_m|^2 \quad (3.13)$$

и, с учетом (3.7), (3.9), (3.10)

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} \left| \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp \left[\int_s \left(-\frac{\alpha}{2} + i k n \right) ds - i m \Omega x \right] dx \right|^2 \quad (3.14)$$

Формула (3.14) дает общее решение поставленной задачи.

Траектория луча S в Γ вообще кривая, вид которой определяется дифференциальным уравнением для световых лучей ([45], с. 150). Однако, если $\Delta n \ll n_0$, искривлением траектории можно пренебречь и считать, что луч в среде распространяется в неко-

тором направлении $\{\cos \theta_{xi}, \cos \theta_{yi}, \cos \theta_{zi}\}$. Используя закон Снеллиуса и метод вращения системы координат, можно показать, что

$$\cos \theta_{xi} = \frac{\cos \theta_x}{n_0}, \quad \cos \theta_{yi} = \frac{\cos \theta_y}{n_0}, \quad \cos \theta_{zi} = \left[1 - \frac{1}{n_0^2} + \frac{\cos^2 \theta_z}{n_0^2}\right]^{1/2} \quad (3.15)$$

Задав уравнение прямой S в параметрической форме, формулу (3.14) можно упрощенно выразить следующим образом:

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} \left| \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp \left\{ \frac{i}{\cos \theta_{zi}} \int_{-d}^0 -\frac{1}{2} \mathcal{X} \left(\frac{\cos \theta_{xi}}{\cos \theta_{zi}} z + \right. \right. \right. \quad (3.16)$$

$$\left. \left. \left. + x, z \right) + i k n \left(\frac{\cos \theta_{xi}}{\cos \theta_{zi}} z + x, z \right) \right] dz - i m \Omega x \right\} dx \right|^2$$

При нормальной падении считывающей волны формулы (3.14) и (3.16) можно написать в более простом виде

$$\eta_m = \cos^3 \theta_{zm} \left| \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp \left[-\frac{\bar{\mathcal{X}}(x)d}{2} + i k \bar{n}(x)d - i m \Omega x \right] dx \right|^2 \quad (3.17)$$

если под $\bar{\mathcal{X}}$ и \bar{n} понимать средние по d Γ значения \mathcal{X} и n .

Для учета отражения при сделанных предположениях достаточно формулы (3.14), (3.16) и (3.17) дополнить множителем $(1-R_1) \times (1-R_2)(1-R_3)$, где R_1, R_2 и R_3 - коэффициенты отражения по Γ от граней образца и подложки (если такая имеется).

Формулы (3.14), (3.16) и (3.17) позволяют сразу сделать некоторые заключения о свойствах элементарных Γ . Прежде всего, в силу периодичности функций \mathcal{X} и n по X из них следует, что все Γ с профилями $\mathcal{X}(X+\Delta, Z)$ и $n(X+\Delta, Z)$, где Δ - произвольный постоянный сдвиг, имеют одинаковую ДЭ. Из них также непосредственно следует, что для амплитудных Γ с точностью до

$$\cos^3 \theta_{zm} \quad \eta_{-m} = \eta_{+m}$$

3.1.2. Синусоидальная модуляция параметров среды

Рассмотрим частный случай синусоидальной модуляции параметров среды. Этот случай интересен по двум причинам: во-первых,

голографические параметры ГРС, как правило, определяются именно для синусоидальных (или приближенно синусоидальных) Г, во-вторых, сложная Г в известной степени может быть представлена как сумма синусоидальных (разд. I. I. 3.6).

Применим формулу (3.16) в частном случае синусоидальной однородной по d модуляции \mathcal{X} и n :

$$\mathcal{X} = \mathcal{X}_0 + \mathcal{X}_1 \cos \Omega x, \quad (3.18)$$

$$n = n_0 + n_1 \cos [\Omega (x + \Delta)] \quad (3.19)$$

Здесь Δ - постоянный сдвиг амплитудной и фазовой подрешеток. С учетом (3.18) и (3.19) формула (3.16) приобретает вид

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} e^{-\frac{\mathcal{X}_0 d}{\cos \theta_{zi}}} \left| \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp [-\alpha \cos \Omega (x + \gamma) + i\beta \cos \Omega (x + \Delta + \gamma) - im\Omega x] dx \right|^2, \quad (3.20)$$

где введены константы

$$\alpha = \frac{\mathcal{X}_1 d}{2 \cos \theta_{zi}} \operatorname{sinc} \frac{d \cos \theta_{xi}}{\Lambda \cos \theta_{zi}}, \quad (3.21)$$

$$\beta = \frac{\kappa n_1 d}{\cos \theta_{zi}} \operatorname{sinc} \frac{d \cos \theta_{xi}}{\Lambda \cos \theta_{zi}}, \quad (3.22)$$

$$\gamma = -\frac{d \cos \theta_{xi}}{2 \cos \theta_{zi}}. \quad (3.23)$$

Если далее воспользоваться известными ([254], с.26, 80, 87) соотношениями из теории функций Бесселя

$$\exp [-\alpha \cos \Omega (x + \gamma)] = \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_p(-\alpha) e^{ip\Omega (x + \gamma)}, \quad (3.24)$$

$$\exp [i\beta \cos \Omega (x + \Delta + \gamma)] = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\beta) e^{is\frac{\pi}{2}} e^{-is\Omega (x + \Delta + \gamma)}, \quad (3.25)$$

$$I_p(-\alpha) = (-1)^p I_p(\alpha), \quad (3.26)$$

где $I_p(\alpha)$ – модифицированная функция Бесселя p -го порядка, а $J_S(\beta)$ – функция Бесселя первого рода S -го порядка, то интеграл (3.20) легко вычисляется. После упрощения получим

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} e^{-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_{zi}}} \left\{ \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_{p+m}^2(\alpha) J_p^2(\beta) + \right. \\ \left. + 2 \sum_{p>s} I_{p+m}(\alpha) I_{s+m}(\alpha) J_p(\beta) J_s(\beta) \cos \left[(p-s) \frac{\pi}{2} \left(\frac{4\Delta}{\Lambda} + 1 \right) \right] \right\} \quad (3.27)$$

При выполнении условия $\alpha < 1$, $\beta < 2$, ряд в (3.27) достаточно быстро сходится. Это условие на практике обычно выполняется.

Если угол отклонения от нормали мал ($\theta_{zi} \leq 3^\circ$, $\theta_z \leq 6^\circ$), то с точностью не хуже 1% вместо (3.21), (3.22), (3.26) можно пользоваться формулой для нормального падения считывающего луча

$$\eta_m = \cos^3 \theta_{zm} e^{-\alpha_0 d} \left\{ \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_{p+m}^2 \left(\frac{\alpha_1 d}{2} \right) J_p^2(kn_1 d) + \right. \\ \left. + 2 \sum_{p>s} I_{p+m} \left(\frac{\alpha_1 d}{2} \right) I_{s+m} \left(\frac{\alpha_1 d}{2} \right) J_p(kn_1 d) J_s(kn_1 d) \times \right. \\ \left. \times \cos \left[(p-s) \frac{\pi}{2} \left(\frac{4\Delta}{\Lambda} + 1 \right) \right] \right\} \quad (3.28)$$

Рассмотрим частные случаи амплитудных ($\beta = 0$) и фазовых ($\alpha = 0$) Г. В первом случае имеем

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} e^{-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_{zi}}} I_m^2(\alpha), \quad (3.29)$$

а во втором

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\cos \theta_z} e^{-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_{zi}}} J_m^2(\beta) \quad (3.30)$$

Если среда непоглощающая ($\alpha_0 = 0$) и $\theta_z = 0$, то формула (3.30), за исключением множителя $\cos^3 \theta_{zm}$ совпадает с известной из работ [18, 46]. Наличие $\cos^3 \theta_{zm}$ в нашем случае связано с учетом ограниченности апертуры Г.

Наибольший интерес представляет ДЭ первых порядков. Из (3.29) для $m = \pm 1$ следует, что для амплитудных $\Gamma \eta_{1\text{ макс.}}$ при нормальном падении считываемого луча достигается при $\cos^3 \theta_{z1} \approx 1$

(малые ν), $\alpha_1 = \alpha_0$, $\alpha = \frac{1}{2} \alpha_1 d = 1,50$ и составляет 4,8%. Для фазовых $\Gamma \eta_{1\text{ макс.}}$ достигается при $\cos^3 \theta_{z1} \approx 1$, $\alpha_0 = 0$, $\beta = kn_1 d = 1,84$ и, как известно [18,46], равна 33,9%.

Рассмотрим другой случай синусоидальной модуляции параметров среды — Γ с синусоидальным амплитудным пропусканием, полагая, что считываемая волна падает нормально на образец:

$$\tilde{t} = (\tilde{t}_0 + \tilde{t}_1 \cos \Omega x) \exp \{ ik [n_0 + n_1 \cos \Omega (x + \Delta)] d \} \text{rect}(x/a) \text{rect}(y/b) \quad (3.31)$$

Расчет по формуле (3.17) с учетом того, что в данном случае $\exp(-\frac{\alpha d}{2}) = \tilde{t}_0 + \tilde{t}_1 \cos \Omega x$, дает

$$\eta_m = \cos^3 \theta_{zm} \left\{ \frac{\tilde{t}_1^2}{4} [\mathcal{J}_{m-1}^2(kn_1 d) + \mathcal{J}_{m+1}^2(kn_1 d) - 2\mathcal{J}_{m-1}(kn_1 d) \cdot \mathcal{J}_{m+1}(kn_1 d) \cos 4\pi \frac{\Delta}{\Lambda}] + \tilde{t}_0^2 \mathcal{J}_m^2(kn_1 d) - \tilde{t}_0 \tilde{t}_1 \mathcal{J}_m(kn_1 d) [\mathcal{J}_{m-1}(kn_1 d) + \mathcal{J}_{m+1}(kn_1 d)] \sin 2\pi \frac{\Delta}{\Lambda} \right\} \quad (3.32)$$

В частном случае амплитудных Γ ($n_1 = 0$) $\eta_m \neq 0$ только для $m = 0, \pm 1$. При этом

$$\eta_1 = \cos^3 \theta_{z1} \frac{\tilde{t}_1^2}{4} \quad (3.33)$$

$\eta_{1\text{ макс.}}$ достигается при $\cos^3 \theta_{z1} \approx 1$, $\tilde{t}_1 = 0,5$ и равно 6,25% [18,46]. Для фазовых Γ ($\tilde{t}_1 = 0$) получается выражение, соответствующее (3.30).

3.1.3. Оптимальные профили тонких одномерных амплитудных амплитудно-фазовых и фазовых решеток

Формула (3.17) позволяет легко найти оптимальные профили тонких решеток, при которых достигается максимальная ДЭ.

Обозначив $\exp(-\frac{\alpha d}{2}) = \tilde{t}(\Omega X)$, $knd = \varphi(\Omega X)$ и сделав замену переменных $u = \Omega X + \frac{\pi}{2\pi}$ преобразуем формулу (3.17)

$$\eta_m = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{4\pi^2} \left| \int_0^{2\pi} \tilde{t}(u) e^{i\psi(u)} du \right|^2, \quad (3.34)$$

где $\psi(u) = \varphi(u) - mu$. Здесь мы также воспользовались инвариантностью η_m к сдвигу решетки.

Далее заметим, что интеграл в (3.34) можно рассматривать как бесконечную сумму комплексных чисел (или соответствующих им векторов) с модулем $\tilde{t}(u)du$ и аргументом $\psi(u)$. В случае амплитудных решеток $\psi(u) = -mu$ и сумма упомянутых векторов представляет собой спираль. Отрезок прямой, соединяющий начало и конец этой спирали, численно равен $\left| \int_0^{2\pi} \tilde{t}(u) e^{i\psi(u)} du \right|$. Очевидно, что этот отрезок будет максимальным, если на одних полувитках положить $\tilde{t}(u) = 1$, а на других $\tilde{t}(u) = 0$. В этом случае спираль превратится в последовательность соединяющихся полуокружностей.

Поскольку одному полувитку спирали соответствует изменение аргумента ψ на π , то оптимальный профиль $\tilde{t}(u)$ есть функция типа "меандр": на интервалах изменения $u \left[0, \frac{\pi}{m}\right], \left[\frac{2\pi}{m}, \frac{3\pi}{m}\right], \dots, \left[\frac{2m-2}{m}\pi, \frac{2m-1}{m}\pi\right]$ должно быть $\tilde{t}(u) = 1$, а вне их $\tilde{t}(u) = 0$. (Здесь не рассматривается тривиальный случай $m = 0$).

Подставляя оптимальную функцию $\tilde{t}(u)$ в (3.34), найдем, что для амплитудных решеток

$$\eta_{m \text{ макс.}} = \frac{\cos^3 \theta_{zm}}{\pi^2} \quad (3.35)$$

Для амплитудно-фазовых решеток из аналогичного рассмотрения следует, что $\eta_{m \text{ макс.}}$ достигается при условии

$$\psi(u) = \varphi(u) - mu = 0 \quad (3.36)$$

когда спираль вырождается в прямую. Следовательно, в этом слу-

чае

$$\eta_{m \text{ макс.}} = \cos^3 \theta_{zm} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{t}(u) du \right]^2 = \tilde{t}_0^2 \cos^3 \theta_{zm} \quad (3.37)$$

где \tilde{t}_0^2 - среднее пропускание решетки по Γ и не зависит от вида функции $\tilde{t}(u)$. При $\tilde{t}_0 = 1$ $\eta_{m \text{ макс.}} = \cos^3 \theta_{zm}$

Оптимальные профили решеток, дающие максимальную ДЭ в первых порядках, изображены на рис.18. Тонкие амплитудные и фазовые Γ с оптимальными профилями - бинарные Γ и киноформы - получаются только искусственно с помощью ЭВМ [18].

3.2. Теория тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм при наличии многократных внутренних отражений

3.2.1. Получение общих формул

Как показывают измерения в случае записи Γ в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ при наличии МВО ДЭ пропускающей Γ на отражение становится сравнимой с ДЭ на пропускание. Поэтому Γ с МВО следует рассматривать как одновременно пропускающую и отражательную. Найдем ДЭ такой Γ на пропускание (η_m) и отражение (η_m^r) в произвольном порядке дифракции m при нормальном падении считывающей волны 1 (рис.19).

Формулу (3.17) можно представить в виде

$$\eta_m = \cos^3 \theta_{zm} \left| \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \tilde{t}_{\bar{x}\bar{n}}(x) e^{-im\Omega x} dx \right|^2, \quad (3.38)$$

где $\tilde{t}_{\bar{x}\bar{n}} = \exp\left[-\frac{\bar{x}(x)d}{2} + ikn(x)d\right]$. Поскольку η_m не зависит от того, с какой стороны считывающая волна падает на Γ , то определение η_m и η_m^r сводится к отысканию функций $\tilde{t}_{\bar{x}\bar{n}}(x)$ и $\tilde{t}_{\bar{x}\bar{n}}^r(x)$.

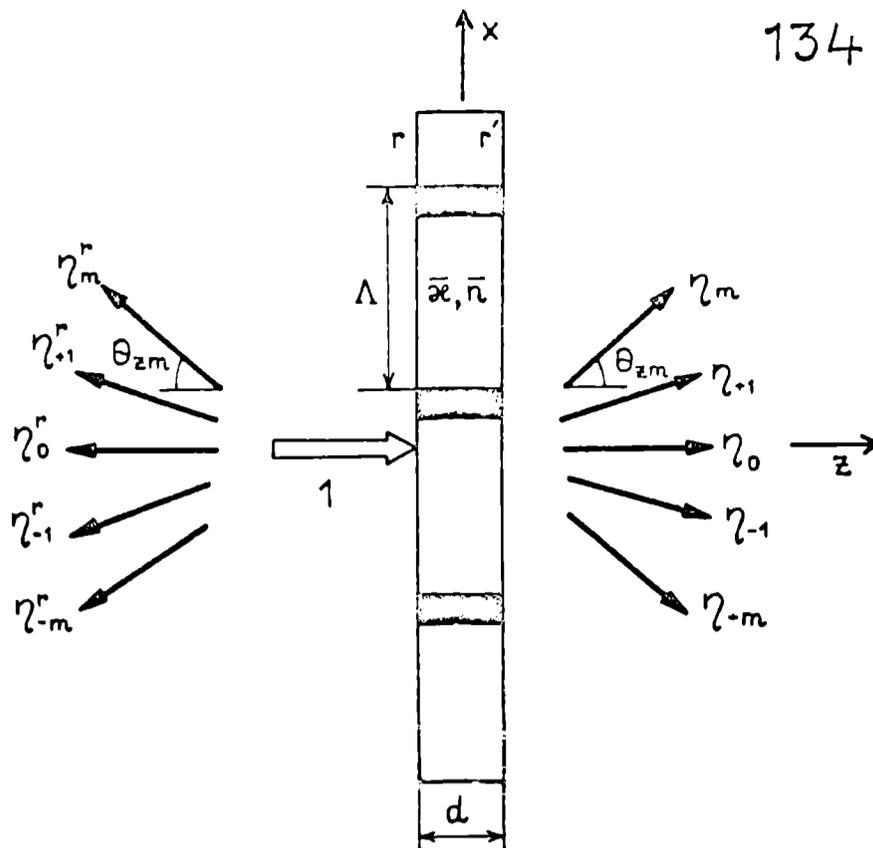


Рис. 19. Схема для расчета дифракционной эффективности тонких амплитудно-фазовых голограмм с многократным внутренними отражениями.

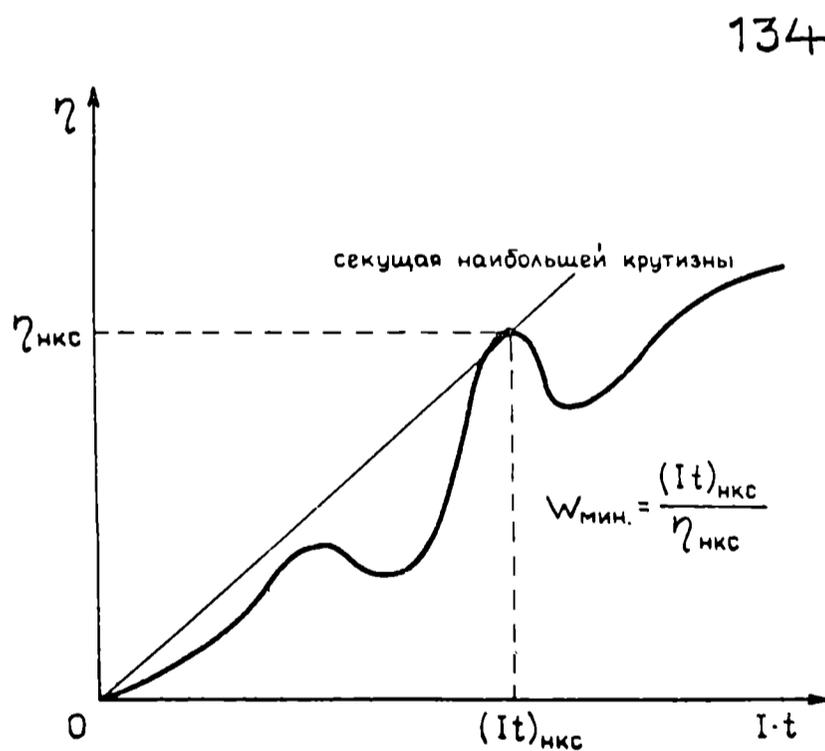


Рис. 20. Определение $W_{\text{мин}}$ — минимальной энергии записи на 1 см^2 поверхности образца и на 1% дифракционной эффективности. Величины $\eta_{\text{нкс}}$ и $(I \cdot t)_{\text{нкс}}$ определяются точкой пересечения кривой $\eta(I \cdot t)$ с секущей наибольшей крутизны.

В случае слабого поглощения (когда $\text{Im}(n) \ll \text{Re}(n)$, что обычно выполняется) Γ можно рассматривать как "поглощающий диэлектрик", пренебрегая влиянием \mathcal{A} на изменение фазы волны [255]. Тогда, пользуясь формулами (I.12) и (I.14) из [255] получим

$$\tilde{t}_{\mathcal{A}n}(X) = \frac{(1-R_\phi) \exp\left(\frac{-\xi + i\delta}{2}\right)}{1 - R_\phi \exp(-\xi + i\delta)}, \quad (3.39)$$

$$\tilde{t}_{\mathcal{A}n}^r(X) = r + \frac{r'(1-R_\phi) \exp(-\xi + i\delta)}{1 + R_\phi \exp(\xi + i\delta)}, \quad (3.40)$$

где (рис. I9)

$$\xi = \mathcal{A}(x)d, \quad (3.41)$$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n(x)d. \quad (3.42)$$

Величины r и r' – амплитудные френелевские коэффициенты отражения для разделов сред воздух- Γ и Γ -воздух. r , r' и R_ϕ связаны соотношениями

$$r = -r', \quad r^2 = r'^2 = R_\phi, \quad rr' = -R_\phi \quad (3.43)$$

Т.о., при нормальном падении считывающей волны формула (3.38) с $\tilde{t}_{\mathcal{A}n}$ (3.39), представляет собой общее выражение для ДЭ тонкой амплитудно-фазовой Γ с МВО на пропускание, а с $\tilde{t}_{\mathcal{A}n}^r(X) = \tilde{t}_{\mathcal{A}n}^r(X)$ (3.40) – на отражение.

3.2.2. Тонкие поглощающие синусоидальные фазовые голограммы

Рассмотрим тип тонких Γ с МВО, в котором влияние МВО проявляется наиболее ярко – фазовые Γ , ограничиваясь случаем синусоидальной модуляции n . При этом предположим также, что существует слабое постоянное поглощение, т.е., что

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 = \text{const}, \quad (3.44)$$

Рассмотрение проведем отдельно для двух случаев: 1) запись и считывание ведется плоскими волнами, 2) запись и считывание ведется гауссовыми пучками. При этом будем предполагать линейность зависимости $\Delta n(I, t)$, однако, как будет показано в разд. 7.4, не всегда можно эту зависимость описать одной функцией.

3.2.2.1. Плоские волны. Рассмотрим первый случай, когда

$$\bar{n} = \bar{n}_0 + \bar{n}_1 \cos \Omega X \quad (3.45)$$

и выполняется условие (3.44). Тогда из (3.42) и (3.45) следует, что по тому же закону изменяется фазовая толщина Γ :

$$\delta = \delta_0 + \delta_1 \cos \Omega X \quad (3.46)$$

Рассмотрим выражения (3.39) и (3.40) с учетом равенств (3.45), (3.44) и (3.46). Модуляцией R_ϕ мы пренебрегаем ввиду малости этого эффекта по сравнению с МВО. Заметим далее, что величина $R_1 = R_\phi \exp(\alpha_0 d) \ll 1$, поэтому множитель $[1 - R_1 \exp(i\delta)]^{-1}$ в (3.39) и (3.40) можно разложить в степенной ряд:

$$[1 - R_1 \exp(i\delta)]^{-1} = \sum_{s=0}^{\infty} R_1^s e^{is\delta}$$

Подставим преобразованные выражения (3.35), (3.40) в (3.38). После почленного интегрирования полученных рядов и алгебраических преобразований получим искомые выражения ДЭ поглощающей синусоидальной фазовой Γ с МВО на пропускание

$$\eta_m = \cos^3 \theta_{zm} (1 - R_\phi)^2 \exp(-\alpha_0 d) \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} R_1^{2s} J_m^2 \left(\frac{2s+1}{2} \delta_1 \right) + \right. \quad (3.47)$$

$$\left. + 2 \sum_{\substack{\ell=0 \\ s>\ell}}^{\infty} R_1^{s+\ell} J_m \left(\frac{2s+1}{2} \delta_1 \right) J_m \left(\frac{2\ell+1}{2} \delta_1 \right) \cos[(s-\ell)\delta_0] \right\}$$

и на отражение

$$\eta_m^r = \cos^3 \theta_{zm} \left\{ R_\phi \operatorname{sinc}^2(m) + \frac{(1 - R_\phi)^2}{R_\phi} \sum_{s=1}^{\infty} R_1^{2s} J_m^2(s\delta_1) - \right.$$

$$-2(1-R_\varphi) \operatorname{sinc}(m) \sum_{s=1}^{\infty} R_1^s J_m(s\delta_1) \cos(s\delta_0 + m\frac{\pi}{2}) +$$

$$+ 2 \frac{(1-R_\varphi)^2}{R_\varphi} \sum_{\substack{\ell=1 \\ s>\ell}}^{\infty} R_1^{s+\ell} J_m(s\delta_1) J_m(\ell\delta_1) \cos[(s-\ell)\delta_0].$$

Индексы s и ℓ в (3.47) и (3.48), начиная с $s, \ell = 1$ имеют смысл номеров внутренних отражений от граней в данном направлении. Обычно достаточно учесть лишь несколько первых отражений.

3.2.2.2. Гауссовы пучки. Перейдем к рассмотрению второго случая, когда

$$n = n_0 + \overline{\Delta n_{00}} \exp[-\alpha^2(x^2 + y^2)] + \overline{n_{10}} \exp[-\alpha^2(x^2 + y^2)] \cos \Omega x, \quad (3.49)$$

и считывание ведется лучом с гауссовым распределением I по поперечным координатам x, y

$$I(x, y) = I_0 \exp[-\alpha^2(x^2 + y^2)] \quad (3.50)$$

Согласно (3.42) и (3.49) фазовая толщина промодулирована по закону

$$\delta = \delta_0 + \Delta \delta_{00} \exp[-\alpha^2(x^2 + y^2)] + \delta_{10} \exp[-\alpha^2(x^2 + y^2)] \cos \Omega x \quad (3.51)$$

Для нахождения η_m и η_m^r в этом случае воспользуемся приближенным методом [57] и каждый малый участок Γ будем рассматривать как маленькую Γ с постоянной синусоидальной модуляцией и дэ $\eta(x, y)$, определяемой формулами (3.47) и (3.48). Тогда дэ "гауссовой" Γ получится усреднением по считывающему лучу

$$\eta_g = \overline{\eta(x, y)} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \eta(x, y) I(x, y) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}. \quad (3.52)$$

Подставляя (3.47) и (3.48) и (3.50) в (3.52) с учетом (3.51), после преобразований получим

$$\eta_{mq} = \cos^3 \theta_{zm} (1 - R_\phi)^2 \exp(-\alpha_0 d) \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} R_1^{2s} \int_0^1 \mathcal{J}_m^2 \left(\frac{2s+1}{2} \delta_{10} u \right) du + 2 \sum_{\substack{\ell=0 \\ s>\ell}}^{\infty} R_1^{s+\ell} \int_0^1 \mathcal{J}_m \left(\frac{2s+1}{2} \delta_{10} u \right) \times \right. \\ \left. \times \mathcal{J}_m \left(\frac{2\ell+1}{2} \delta_{10} u \right) \cos[(s-\ell)(\delta_0 + \Delta \delta_{00} u)] du \right\} \quad (3.53)$$

И

$$\eta_{mq}^r = \cos^3 \theta_{zm} \left\{ R_\phi \operatorname{sinc}^2(m) + \frac{(1 - R_\phi)^2}{R_\phi} \sum_{s=1}^{\infty} R_1^{2s} \int_0^1 \mathcal{J}_m^2(s \delta_{10} u) du - \right. \\ \left. - 2(1 - R_\phi) \operatorname{sinc}(m) \sum_{s=1}^{\infty} R_1^s \int_0^1 \mathcal{J}_m(s \delta_{10} u) \cos[s(\delta_0 + \Delta \delta_{00} u) + m \frac{\pi}{2}] du + \right. \\ \left. + 2 \frac{(1 - R_\phi)^2}{R_\phi} \sum_{\substack{\ell=1 \\ s>\ell}}^{\infty} R_1^{s+\ell} \int_0^1 \mathcal{J}_m(s \delta_{10} u) \mathcal{J}_m(\ell \delta_{10} u) \times \right. \\ \left. \times \cos[(s-\ell)(\delta_0 + \Delta \delta_{00} u)] du \right\}. \quad (3.54)$$

Г л а в а 4

КРИТЕРИИ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕГИСТРИРУЮЩИХ СРЕД4.1. Проблема общего определения светочувствительности
оптических регистрирующих сред

В настоящее время не существует единого, общепринятого критерия СЧ регистрирующих сред. Так в фотографии СЧ характеризуется экспозицией, необходимой для определенного почернения [II], в случае ЭОМ часто используется величина $S_{\text{ФР}} = \frac{\Delta n}{It} \Big|_{It \approx 0}$ (разд. I.2.4), в голографии чаще всего употребляются величины $W = It/\eta$ и $S = \frac{\sqrt{\eta}}{MIt} \Big|_{It \approx 0}$ (разд. I.1.2) и т.п.

Все эти и подобные определения СЧ имеют ряд недостатков. Первые два определения не обладают общностью, так как относятся соответственно к частным случаям амплитудных (модуляция D) и фазовых (модуляция n) сред (разд. I.1.1). Этому недостатку лишены голографические параметры СЧ W и S , однако и они недостаточно объективны. W зависит не только от механизма записи и МПФ, но и от It, α, n, R, d, M . S при линейном отклике среды не зависит от It, M и поэтому этот критерий более объективен.

Существует ли вообще единый, идеальный критерий СЧ? Если да, то он должен удовлетворять, по крайней мере, следующим 3 требованиям: 1) быть применим ко всем светочувствительным средам независимо от механизма записи;

2) давать возможность объективного сравнения СЧ регистрирующих сред;

3) допускать оптимизацию записи в данной среде.

Требование 1) автоматически выполняется, если применяется голографическая методика определения СЧ, поэтому ниже будут рассматриваться только СЧ ГРС. Требования же 2) и 3) противоречивы. Действительно, в случае 2) критерий СЧ не должен зависеть от вида отклика среды, параметров α, n, R, d . С другой стороны без этих характеристик невозможна оптимизация записи в данной среде. Т.о., единого, идеального критерия СЧ не существует. Для удовлетворения требованиям 1) - 3) необходимо ввести несколько параметров СЧ.

4.2. Набор голографических параметров светочувствительности - возможный вариант решения проблемы общего определения светочувствительности оптических регистрирующих сред

В качестве критерия СЧ регистрирующих сред ниже предлагается набор параметров СЧ, полученный развитием и конкретизацией параметров $W = It/\eta$ и $S = \frac{\sqrt{\eta}}{Mit} \Big|_{It \approx 0}$.

4.2.1. Голографические параметры светочувствительности

Для устранения неоднозначности W по It необходимо связать W с характерными точками кривой $\eta(It)$. Часто используется величина $W_{\text{макс.}} = \frac{(It)_{\text{макс.}}}{\eta_{\text{макс.}}}$, где $(It)_{\text{макс.}}$ соответствует $\eta_{\text{макс.}}$ (гл. I). Однако $W_{\text{макс.}}$ (см. рис. 20), вообще говоря, не является наименьшей W . Поэтому целесообразно ввести также минимальную энергию записи $W_{\text{мин.}}$ (рис. 20). Характеристика СЧ ГРС с помощью $W_{\text{макс.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ удобна и, при $M = \text{const}$, позволяет сравнивать СЧ различных образцов как одинаковых, так и различных ГРС.

Однако, как уже отмечалось $W_{\text{макс.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ зависят от α, n, R, d, M и поэтому не дают возможность прямо

сравнивать эффективность различных механизмов записи по СЧ. Кроме того, из-за сложной вообще зависимости η от It трудно по $W_{\text{макс.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ оптимизировать запись Г. Поэтому в разд. 4.2.3. на основе СЧ $S = \frac{\sqrt{\eta}}{MIt} \Big|_{It \approx 0}$ вводятся, 1) экспозиционная СЧ $S_{\text{эксп.}}$, характеризующая СЧ ГРС при данной записи; 2) эффективная СЧ $S_{\text{эфф.}}$, характеризующая эффективность механизма записи и влияние МФФ; 3) максимальная экспозиционная СЧ $S_{\text{эксп.макс.}}$, которая является $S_{\text{эксп.}}$, оптимизированной по d . $S_{\text{эксп.}}$, $S_{\text{эфф.}}$, $S_{\text{эксп.макс.}}$ при сделанных ниже предположениях не зависят от It , M , n .

4.2.2. Дифракционная эффективность синусоидальных амплитудно-фазовых голограмм при малых амплитудах модуляции показателей поглощения и преломления

Чтобы получить явные выражения для $S_{\text{эксп.}}$, $S_{\text{эфф.}}$ и $S_{\text{эксп.макс.}}$ необходимы формулы для ДЭ при малых χ_1 и n_1 . Обозначим совокупность параметров лазерного излучения и ГРС (Λ поляризация света, τ и т.д.) при записи аргументом 1, а при считывании - аргументом 2. Сделаем следующие предположения; 1) $\chi_1(2)d \ll 1$, $\frac{\pi n_1(2)d}{\lambda_2} \ll 1$; 2) нет МВО; 3) $\cos \theta_i \approx 1$; 4) $\frac{\cos^3 \theta_z(\pm 1)}{\cos \theta_z} \approx 1$ (разд. 3.1); 5) отражение не учитывается. Предположение 3) хорошо выполняется вплоть до $\Lambda = 1$ мкм. Предположение 4) существенно только для тонких Г в АП пленках (разд. I.I.5; 3.1). В них (по крайней мере в As-Se и As-S) запись Г наиболее эффективна при $\Lambda = 6 \div 13$ мкм (разд. 6.2.3), а при таких Λ предположение 4) выполняется. Учет отражения дает множитель $[1-R(2)]^2$ к ДЭ в случае образцов без подложки (KBr, LiNbO₃) и множитель $[1-R_1(2)][1-R_2(2)][1-R_3(2)]$ (разд. 3.1.1) - в случае образцов на подложке (АП пленки).

4.2.2.1. Плоские волны. При сделанных предположениях из (1.13) и (3.27) следует, что как для толстых, так и для тонких Г с $\delta \leq 10\%$

$$\eta = e^{-\alpha_{\text{нач.}}(2)d} \frac{\overline{a_1(2)}^2 d^2}{16}, \quad (4.1)$$

где $\alpha_{\text{нач.}}$ - начальное α ГРС; $\overline{a_1(2)}^2 = \overline{\alpha_1(2)^2 + \left[\frac{4\pi}{\lambda^2} \overline{n_1(2)}\right]^2}$, α_1 и $\overline{n_1}$ - средние по d α_1 и n_1 (разд. I.1.3.4; 3.1.1).

4.2.2.2. Гауссовы пучки. При тех же предположениях, усредняя (4.1) согласно (3.52) по считывающему пучку $I(2) = I_0(2) \exp\left[-\frac{8r^2}{d_0^2}\right]$ (разд. 2.2) при $\overline{a_1(2)} = \overline{a_1(2, r)} = \overline{a_{10}(2)}$ с $\delta \leq 10\%$ получим

$$\eta = \left[1 + 2 \frac{d_0^2(2)}{d_0^2(1)}\right]^{-1} e^{-\alpha_{\text{нач.}}(2)d} \frac{\overline{a_{10}(2)}^2 d^2}{16} \quad (4.2)$$

Из (4.2) следует, что выгодно считать более узким пучком света, чем при записи Г.

4.2.3. Экспозиционная, эффективная и максимальная экспозиционная голографические светочувствительности

Определим экспозиционную СЧ соотношением

$$S_{\text{эксп.}} = \frac{\sqrt{\eta(2)}}{M(1) I_{\text{зап.}} t} \Big|_{I_{\text{зап.}} t \approx 0} \quad (4.3)$$

Чтобы из (4.2), (4.3) найти явное выражение для $S_{\text{эксп.}}$, необходима зависимость $a_1(2)$ от экспозиции. Предположим, что при достаточно малых $I t$ эта зависимость линейна. Тогда в узком слое толщиной ΔZ на глубине Z

$$a_1(2, r, z) = \beta(1, 2) \alpha_{\text{нач.}}(1) \Delta Z [1 - R_{\text{нач.}}(1)] M'(1) \times \\ \times I_0(1) \exp\left[-\frac{8r^2}{d_0^2(1)}\right] e^{-\alpha_{\text{нач.}}(1) z} t \quad (4.4)$$

Здесь в (1, 2) характеризует эффективность механизма записи, $\alpha_{\text{нач.}}(1) \Delta Z$ - коэффициент поглощения, $[1 - R(1)] M'(1) I_0(1) \exp\left[-\frac{8r^2}{d_0^2(1)}\right] \times e^{-\alpha_{\text{нач.}}(1) z}$ - амплитуда пространственной модуляции I записи в ГРС.

Из (4.4) следует:

$$\overline{a_1(2,r)} = \frac{1}{d} \int_0^d a_1(2;r,z) dz = \overline{a_{10}(2)} \exp \left[-\frac{8r^2}{d_0^2(1)} \right], \quad (4.5)$$

$$\overline{a_{10}(2)} = \beta(1,2) \alpha_{\text{нач.}}(1) \Delta Z [1 - R_{\text{нач.}}(1)] M'(1) I_0(1) \frac{1 - e^{-\alpha_{\text{нач.}}(1)d}}{\alpha_{\text{нач.}}(1)d} \quad (4.6)$$

Подставляя (4.2), (4.6) в (4.3) при $I_{\text{зап.}} = I_0(1)/2$ (разд. 2.2) с учетом отражения (разд. 3.2.2), получим

$$S_{\text{эксп.}} = A_{d_0}(1,2) B_R(1,2) S_{\text{эфф.}} e^{\frac{-\alpha_{\text{нач.}}(2)d}{2}} [1 - e^{-\alpha_{\text{нач.}}(1)d}] \quad (4.7)$$

где $A_{d_0}(1,2)$ и $B_R(1,2)$ даны в табл. I8, а

$$S_{\text{эфф.}} = \frac{1}{2} \beta(1,2) \Delta Z \frac{M'(1)}{M(1)} \quad (4.8)$$

является эффективной СЧ, зависящей только от эффективности механизма записи и МПФ (разд. I.I.I). Практически $S_{\text{эфф.}}$ определяется по измеренной $S_{\text{эксп.}}$ из (4.7).

Оптимизируя $S_{\text{эксп.}}$ (4.7) по d , найдем, что $S_{\text{эксп.}} = S_{\text{эксп. макс.}}$ при

$$d_{\text{опт.}} = \frac{1}{\alpha_{\text{нач.}}(1)} \ln \left[1 + 2 \frac{\alpha_{\text{нач.}}(1)}{\alpha_{\text{нач.}}(2)} \right] \quad (4.9)$$

Из (4.9) при $\alpha_{\text{нач.}}(1) = \alpha_{\text{нач.}}(2)$ следует, что оптимальное пропускание образца без учета отражения $\tau_{\text{опт.}} = 1/3$ в соответствии с [256], где рассматривается СЧ ФР. (4.7) при $d = d_{\text{опт.}}$ дает

$$S_{\text{эксп. макс.}} = A_{d_0}(1,2) B_R(1,2) S_{\text{эфф.}} \times \exp \left\{ -0,5 \frac{\alpha_{\text{нач.}}(2)}{\alpha_{\text{нач.}}(1)} \ln \left[1 + 2 \frac{\alpha_{\text{нач.}}(1)}{\alpha_{\text{нач.}}(2)} \right] \right\} \quad (4.10)$$

$$\times \frac{1}{1 + 0,5 \frac{\alpha_{\text{нач.}}(2)}{\alpha_{\text{нач.}}(1)}}$$

Таблица 18

Значения констант в формулах для голографических светочувствительностей $S_{\text{эксп.}}$ (4.7) и $S_{\text{эксп. макс.}}$ (4.10) в случае образцов без подложки (кристаллы $\text{KBr}, \text{LiNbO}_3$) и в случае образцов на подложке (аморфные полупроводниковые пленки)

	Образцы без подложки	Образцы на подложке
$A_{d_0}(1,2)$	$\left[1 + 2 \frac{d_0^2(2)}{d_0^2(1)}\right]^{-1/2}$	\leftarrow
$B_R(1,2)$	$[1 - R_{\text{нач.}}(1)][1 - R_{\text{нач.}}(2)]$	$[1 - R_{\text{нач.}}(1)][1 - R_{\text{нач.}}(2)]^{1/2} [1 - R_{\text{нач.}}(2)]^{1/2} [1 - R_{\text{нач.}}(2)]^{1/2}$

Г л а в а 5

ТОЛСТЫЕ ГОЛОГРАММЫ В АДДИТИВНО ОКРАШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ KBr

В настоящей работе запись F в АОК KBr на основе ФХ реакции $F \rightarrow X$ исследовалась при повышенных $T = 140 \div 220^\circ C$. Использование реакции $F \rightarrow X$ при повышенной T и аддитивного окрашивания дает следующие преимущества [11, 257]: 1) повышенную эффективность записи по сравнению с реакциями $F \rightarrow F_n$, 2) увеличенную по сравнению с другими ФХМ длительность хранения записанной информации при комнатной T , 3) возможность стирания записанной информации путем нагрева и многократное повторное применение кристалла, 4) возможность многократного считывания записанной информации без ее потери. Кроме того, F -полоса поглощения KBr при $T = 160 \div 220^\circ C$ близка к $\lambda_{изл. He-Ne}$ лазера.

5.1. Кинетика фотохромной реакции $F \rightarrow X$

Реакция $F \rightarrow X$ (разд. 1.2.2.2) происходит термически или фототермически и заключается в коагуляции диффундирующих по кристаллу F -центров в X -центры. Действие F -света по гипотезе Льюти [19] заключается в резком ускорении скорости диффузии F -центров при их возбуждении F -фотонами.

В случае фототермического превращения $F \rightarrow X$ T кристалла может быть существенно меньше, чем в случае чисто термической реакции $F \rightarrow X$ [19]. Действие тепла и света в достаточно широких пределах являются взаимозаменяемыми [129]: увеличивая I F -света можно уменьшить T кристалла (или наоборот), не меняя эффективность $F \rightarrow X$ реакции.

Характерные изменения спектра поглощения АОК KBr при отжиге (разд. 2.1) и фототермической реакции $F \rightarrow X$ показаны на рис. 21 (X -полоса показана не полностью вследствие ограниченности спектрального диапазона спектрофотометра СФ-14).

Измерялись кинетические зависимости относительного обесцвечивания $m = \frac{D_{нач.} - D}{D_{нач.}}$ от t и It при различных I (при $I = 0,27$ Вт/см² и $I = 0,012$ Вт/см², см. кривые 1, 2 на рис. 22) и при оптимальной $T = 180^\circ C$ (разд. 2.4, [145]).

Для более полной характеристики процесса $F \rightarrow X$ обесцвечивания АОК KBr по измеренным кривым $m(t)$ и $m(It)$ были построены зависимости от I энергетической скорости обесцвечивания $\alpha_F = \frac{m}{It} \Big|_{It \approx 0}$ (рис. 23; 1) и скорости обесцвечивания $\beta_F = \frac{m}{t} \Big|_{t \approx 0}$ (рис. 23; 2), а также зависимость от I относительного обесцвечивания насыщения $m_{нас.} = m(l \rightarrow \infty)$ (рис. 24; 1).

Эти кривые удается феноменологически понять, если рассмотреть процесс $F \rightarrow X$ обесцвечивания как результат конкуренции ΦX реакции $F \rightarrow X$ и $X \rightarrow F$, развивая подход [85] на основе кинетического уравнения определенного вида [145].

Предположим, что вероятность термического обесцвечивания F -центра W_{TF} и вероятность фототермического обесцвечивания F -центра α_{OF} под действием тепла и F -фотонов постоянны. Тогда, отвлекаясь от существования X -центров и используя взаимозаменяемость светового и термического воздействий, аналогично [85] получим, что изменение концентрации F -центров N_F в единицу времени описывается уравнением

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F (\alpha_{OF} I + W_{TF}) \quad (5.7)$$

Однако, всякая реакция протекает, вообще говоря, в обоих направлениях [252, с. 274]. Поэтому, наряду с реакцией $F \rightarrow X$ надо одновременно рассматривать и реакцию $X \rightarrow F$. Поскольку F -

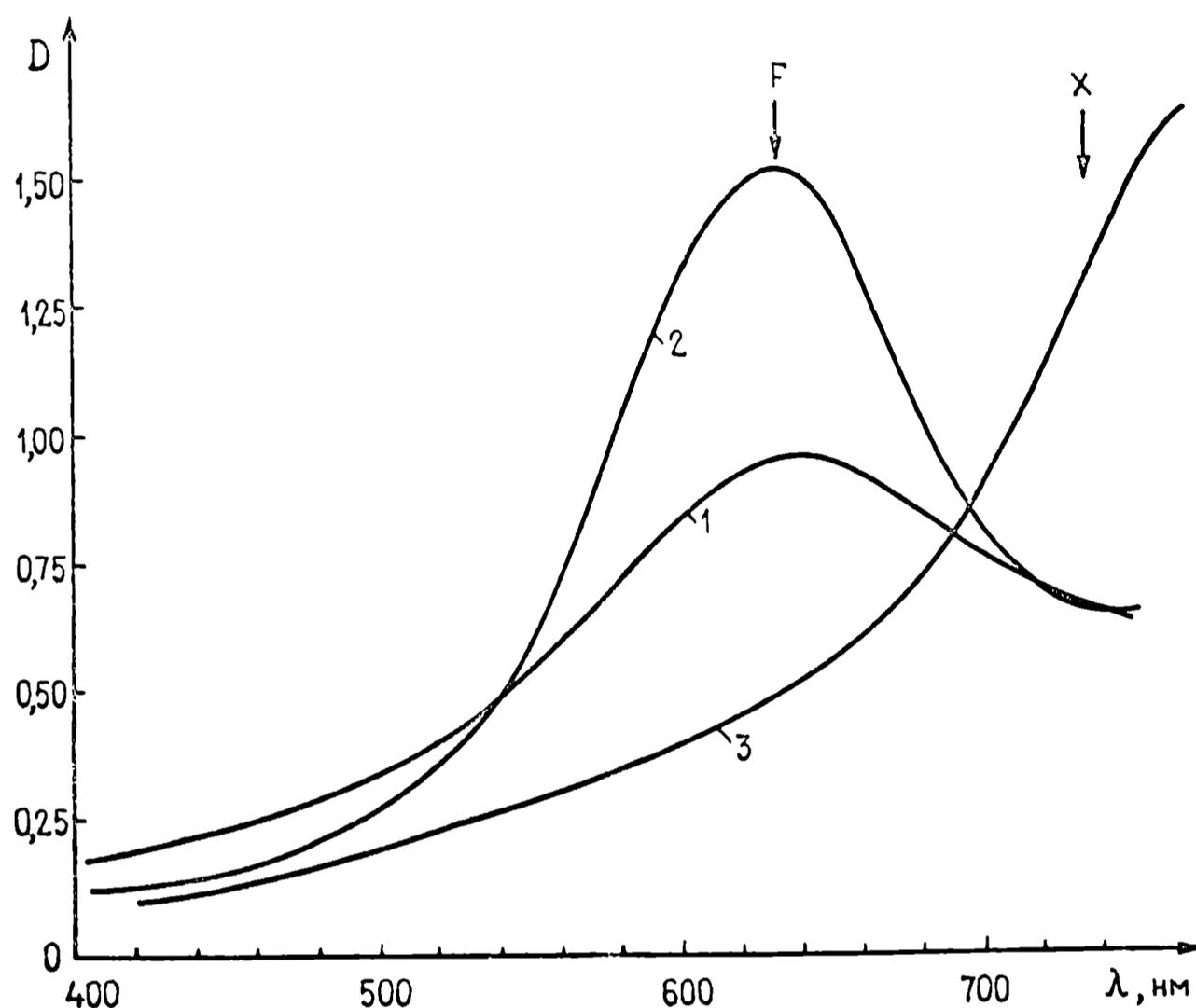


Рис. 2Г. Изменения спектра поглощения аддитивно окрашенного кристалла KBr при отжиге и фототермической реакции $F \rightarrow X$. 1 - исходный спектр, 2 - спектр после отжига в течение 3 минут при $T = 400^\circ C$, 3 - спектр после облучения $He-Ne$ лазером ($\lambda_{изл.} = 632,8$ нм) с $I = 0,85$ Вт/см² в течение 12 минут при $T = 180^\circ C$.

148

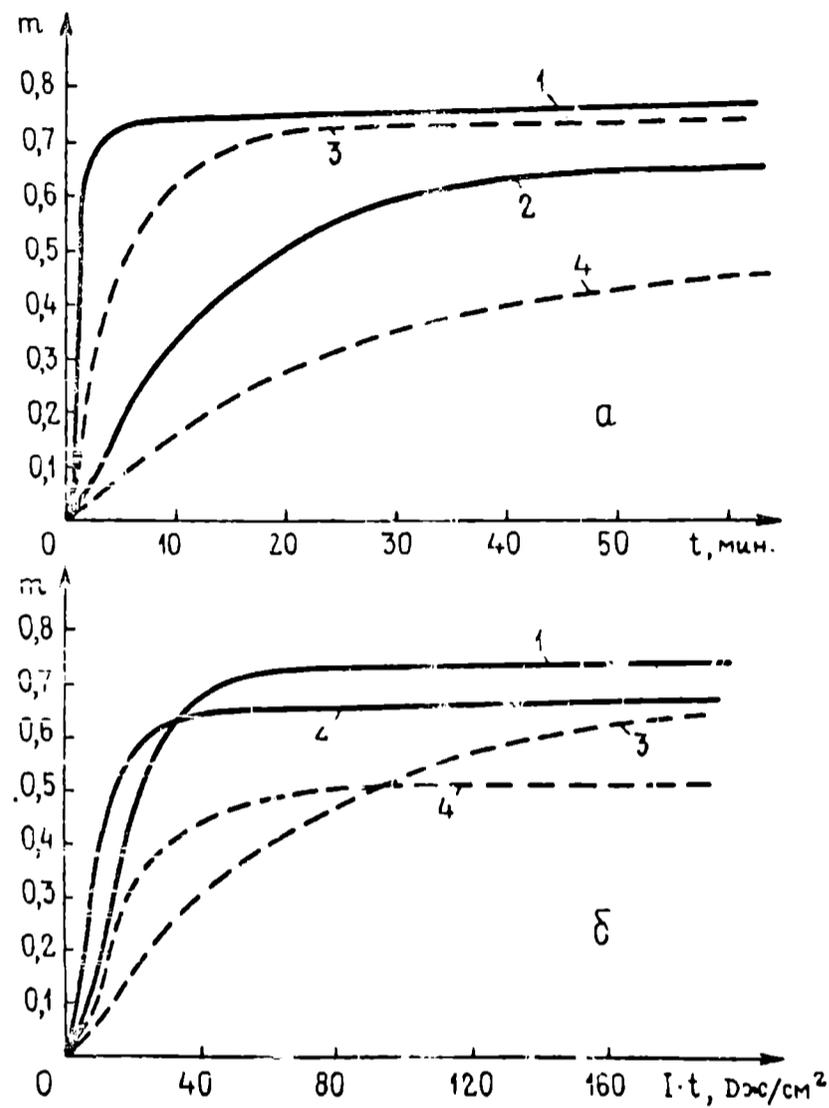


Рис. 22. Экспериментальные (1, 2) и теоретические (3, 4) зависимости относительного обесцвечивания $m = \frac{D_{\text{нач.}} - D}{D_{\text{нач.}}}$ от времени t (а) и экспозиции $I \cdot t$ (б) для интенсивностей F -света $0,27 \text{ Вт/см}^2$ (1, 3) и $0,012 \text{ Вт/см}^2$ (2, 4).

и X -полосы перекрываются, то естественно предположить, что превращение $X \rightarrow F$ также проходит под действием F -света и тепла. Изменение N_F со временем, связанное с реакцией $X \rightarrow F$ можно описать аналогично (5.1). При этом рост (распад) X -полосы не связаны с увеличением (уменьшением) концентрации X -центров N_{X0} (которая определяется концентрацией зародышей), а является следствием увеличения (уменьшения) числа F -центров N_{FX} в самом X -центре [19].

С учетом вышесказанного

$$\frac{dN_F}{dt} = -N_F (\alpha_{FO} I + W_{TF}) + N_{X0} N_{FX} (\alpha_{OFX} I + W_{TFX}) \quad (5.2)$$

где α_{OFX} - вероятность фототермического выхода F -центра из X -центра под действием F -света, W_{TFX} - вероятность термического выхода F -центра из X -центра.

Для решения уравнения (5.2) необходима связь между N_F и N_{FX} . Если пренебречь утечкой F -центров, то

$$N_F + N_{X0} N_{FX} = N_{F0} \quad (5.3)$$

где N_{F0} - начальная концентрация F -центров. Пренебрегая зависимостью I , N_F , N_{FX} от пространственных координат и решая уравнение (5.2) с учетом (5.3), получим

$$N_F = N_{F0} \left[1 + \frac{B}{A} (e^{At} - 1) \right] e^{-At}, \quad (5.4)$$

$$A = (\alpha_{OF} + \alpha_{OFX}) I + W_{TF} + W_{TFX}, \quad (5.5)$$

$$B = \alpha_{OFX} I + W_{TFX}. \quad (5.6)$$

Далее, пренебрегая поглощением X -центров в F -полосе и вкладом R в D ($D_R < 0,02$), ввиду $D_F \sim N_F$ из (5.4) легко получим зависимость m от t и I :

$$m = 1 - \left[1 + \frac{B}{A} (e^{At} - 1) \right] e^{-At}. \quad (5.7)$$

Эксперимент дает следующие значения параметров: $\alpha_{OF} = 8,00 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Дж}$; $W_{TF} = 0,20 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$; $\alpha_{OFX} = 2,45 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Дж}$; $W_{TFX} = 0,26 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. С учетом этих значений параметров на основе (5.4-5.7) построены теоретические кривые $m(t, I)$ (рис. 22, а) 3, 4) и $m(I t, I)$ (рис. 22, б; 3, 4), показывающие качественное согласие с экспериментом.

Из (5.7) при $t \rightarrow \infty$ следует формула для $m_{\text{нас.}}$:

$$m_{\text{нас.}} = \left(1 + \frac{\alpha_{OFX} \cdot I + W_{TFX}}{\alpha_{OF} \cdot I + W_{TF}} \right)^{-1} \quad (5.8)$$

Подставив значения параметров в формулу (5.8), можно убедиться, что она описывает возрастающую функцию I в соответствии с экспериментом (рис. 24; 2).

Найдем теоретические зависимости $\alpha_F(I)$ и $\beta_F(I)$. Для этого заметим, что

$$\beta_F = \frac{m}{t} \Big|_{t \approx 0} \approx \frac{\partial m}{\partial t} \Big|_{t \approx 0} \quad (5.9)$$

Тогда из (5.7) и (5.9) в рассматриваемом приближении получим

$$\beta_F = (\alpha_{OF} I + W_{TF}) e^{-At} \Big|_{t \approx 0} \quad (5.10)$$

Из определения α_F следует

$$\alpha_F = \frac{m}{I t} \Big|_{I t \approx 0} = \frac{\beta_F}{I} = \left(\alpha_{OF} + \frac{W_{TF}}{I} \right) e^{-At} \Big|_{t \approx 0} \quad (5.11)$$

Кривые $\alpha_F(I)$ и $\beta_F(I)$, следующие из (5.9-5.11) при $t = 2$ мин. также качественно согласуются с экспериментом (рис. 23).

В пользу модели свидетельствует также то обстоятельство, что она посредством выражения (5.10) и кривой 2 (рис. 23) дает $W_{TF} = 0,20 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, хорошо совпадающую с непосредственно определенной величиной $W_{TF} = 0,26 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Кривая с максимумом при $I \approx 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$ для зависимости эф-

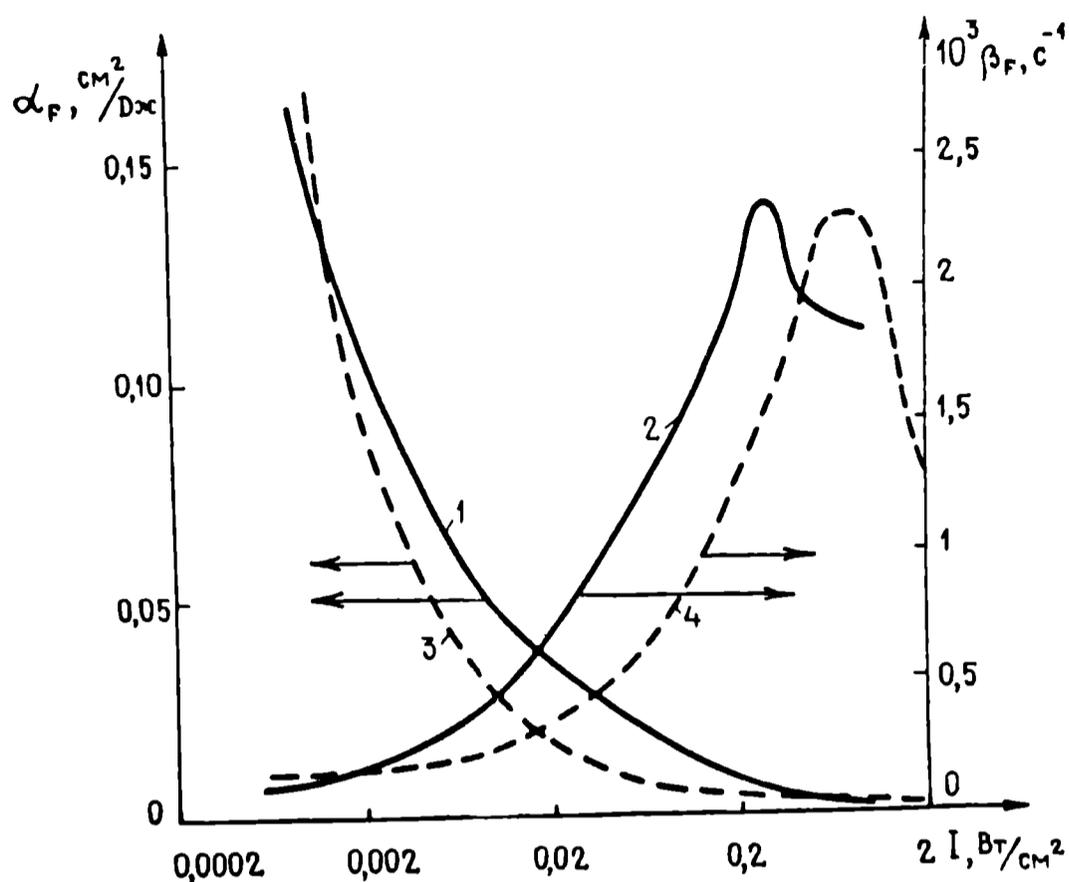


Рис. 23. Экспериментальные (1, 2) и теоретические (3, 4) зависимости от интенсивности F -света I энергетической скорости обесцвечивания $\alpha_F = \frac{m}{It} \Big|_{It \approx 0}$ (1, 3) и скорости обесцвечивания $\beta_F = \frac{m}{t} \Big|_{t \approx 0}$ (2, 4).
 $D_{нач.} = 1,03 \div 1,35$.

151

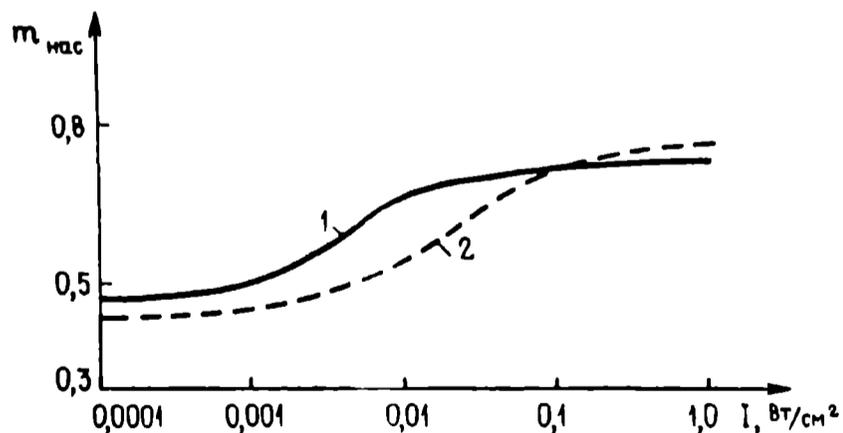


Рис. 24. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости относительного обесцвечивания насыщения $m_{нас}$ от интенсивности F -света I .

эффективности обесцвечивания F-центров от I наблюдалась также Калимулиным в KCl [129].

Зависимость $\beta_F(I)$ объясняет наблюдавшиеся нами при записи Γ в KBr факт достижения большего ДЭ при небольших $I_{\text{зап.}}$ 0,1 ÷ 0,2 Вт/см² по сравнению с обычными $I_{\text{зап.}} = 0,5 \div 0,8$ Вт/см². В первом случае больше различие β_F в максимумах и минимумах световой интерференционной картины, а значит, больше контраст Γ и ДЭ.

5.2. Голографические характеристики аддитивно окрашенных кристаллов KBr

Рассмотрим основные голографические характеристики АОК KBr: ДЭ и ее зависимость от t , СЧ, РС и релаксацию Γ .

5.2.1. Дифракционная эффективность и кинетика голографической записи на основе фотохромной реакции $F \rightarrow X$

Запись элементарных пропускающих Γ в АОК KBr проводилась He-Ne и Ar⁺ лазерами при $T = 140 \div 220^\circ\text{C}$ (см. разд. 2.2; 2.4; 2.5). Оптимальной в большинстве случаев оказалась $T \approx 180^\circ\text{C}$. Считывание Γ проводилось при $T_2 = T_1$ (кинетические зависимости) и при $T_2 = 20^\circ\text{C}$. Для характерных вариантов записи-считывания были достигнуты следующие $\eta_{\text{макс.}}$ (см. также табл. I9): 0,26% при $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; 0,80% при $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 514,5$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм; 12,1% при $T_1 = T_2 = 100^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм; 7,5% при $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 514,5$ нм; $\lambda_2 = 457,9$ нм. Другие варианты амплитудно-фазовой записи рассмотрены в разд. 5.5.

Типичный вид зависимостей $\eta(t)$ изображен на рис. 25 (1, 2). Оба типа зависимостей $\eta(t)$ характеризуются квадратичным по начальным участком и неравным нулю значением η при $t \rightarrow \infty$

Таблица 19

Голографические параметры аддитивно окрашенного кристалла KBr

$$T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}; \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda - ; M(632,8\text{нм}) = 0,997; M(514,5\text{нм}) = 1,000; R_{\text{нач.}} = 0,02.$$

АОК (№1-№8) или фотопластинка	$D_{\text{нач.}}$, (20°C , 632,8нм)	d , мм	$x_{\text{нач.}}$, мм	λ , нм	Λ , мкм	$I_{\text{зап.}}$, Вт/см ²	$\eta_{\text{нкс.}}$, %	$W_{\text{мин.}}$, кДж/(см ² %)
№ 1	1,51	1,12	3,10	632,8	5,0	0,73	0,0068	25,8
№ 2	1,00	0,45	5,02	632,8	5,0	0,52	0,10	1,25
№ 3	1,10	0,50	5,06	632,8	5,0	0,52	0,057	3,56
№ 4	2,05	0,79	5,97	632,8	5,0	0,73	0,0050	15,8
№ 5	1,61	0,52	7,10	632,8	5,0	0,73	0,0093	11,8
№ 6	1,97	0,58	7,40	632,8	5,0	0,52	0,26	10,3
№ 7	8,76	2,67	7,17	514,5	1,5	1,92	9,4	1,75
№ 8	1,70	2,05	1,81	514,5	1,4	0,80	3,4	0,014
Фотопластинка KODAK 649 F	0,376	0,015	52,5	632,8	-	-	4,0	$1,75 \cdot 10^{-8}$

Таблица 19 (продолжение)

АОК (№ 1 - № 8) или фотопластинка	$\eta_{\text{макс.}}$, %	$W_{\text{макс.}}$, Дж/(см ² %)	$10^4 S_{\text{эфф.}}$, см ² /Дж	$10^4 S_{\text{эксп. макс.}}$, см ² /Дж	$\Phi OЭ_{\text{нкс}}$, см ² /Дж	$\Phi OЭ_{\text{макс.}}$, (%см) ² /Дж	(%см) ² /Дж
№ 1	0,0068	25,8	0,47	3,60	1,06	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$
№ 2	0,10	1,25	3,30	14,8	4,40	$0,8 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-4}$
№ 3	0,057	3,56	1,17	5,85	1,73	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
№ 4	0,013	235,8	0,90	12,5	3,70	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$0,5 \cdot 10^{-7}$
№ 5	0,0093	11,8	0,87	7,40	2,19	$0,78 \cdot 10^{-6}$	$0,78 \cdot 10^{-6}$
№ 6	0,26	10,3	4,96	56,5	16,7	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
№ 7	12,1	2,17	0,635	7,55	2,24	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
№ 8	6,4	0,075	38,5	133,7	39,6	0,24	0,085
Фотопластинка KODAK 649 F	4,0	$1,75 \cdot 10^{-8}$	$2,85 \cdot 10^7$	$1,75 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^7$	$2,236 \cdot 10^8$	-

Отличие зависимостей 1 и 2 в том, что в случае 1 после первого большого максимума η снова возрастает (иногда в несколько раз превышая величину первого максимума), а в случае 2 после первого максимума сразу следует выход на насыщение [145].

При считывании Γ одним лучом иногда наблюдалось увеличение η в 1,5-4,5 раза, т.е., происходило СУ Γ (рис.25, участок АВ кривой 1). Эффект СУ рассмотрен более подробно в разд.5.3.

Квадратичный по t рост η в начале хорошо согласуется с расчетом Ащеулова и Суханова [86] для $\eta(t)$ при обесцвечивании ФХ стелок. Они, как и мы, описали начало обесцвечивания уравнением типа (5.1) [85].

Значение $\eta \neq 0$ при насыщении объясняется зависимостью обесцвечивания насыщения от I F-света (рис.24).

Для дальнейшего анализа воспользуемся формулой Когельника (I.13) и получим необходимые соотношения между ДЭ и характеристиками обесцвечивания. Фазовая модуляция ($n_1 \neq 0$) в окрашенных ШГК обусловлена аномальной дисперсией показателя преломления в полосе поглощения и ДФР (см.разд.I.2.2.3). В нашем случае это F-полоса, расположенная при 630 нм в случае $T = 20^\circ\text{C}$ и при 650 нм в случае $T = 180^\circ\text{C}$ [126,136].

Γ , записанные в АОК KBr гауссовыми пучками, вообще говоря, неоднородны и несинусоидальны. В начале записи однако, как будет показано дальше, они приблизительно однородны по площади. Когда профиль Γ становится несинусоидальным, в силу условия Брегга приближенно можно также пользоваться теорией Когельника, если под \mathcal{X}_0 и \mathcal{X}_1 (при ДФР $n_1 \sim \mathcal{X}_1$ [83]) понимать постоянную Фурье составляющую и амплитуду основной пространственной гармоники несинусоидальной Γ (разд.I.I.3.6).

С учетом сказанного Γ в АОК KBr, записанную распределени-

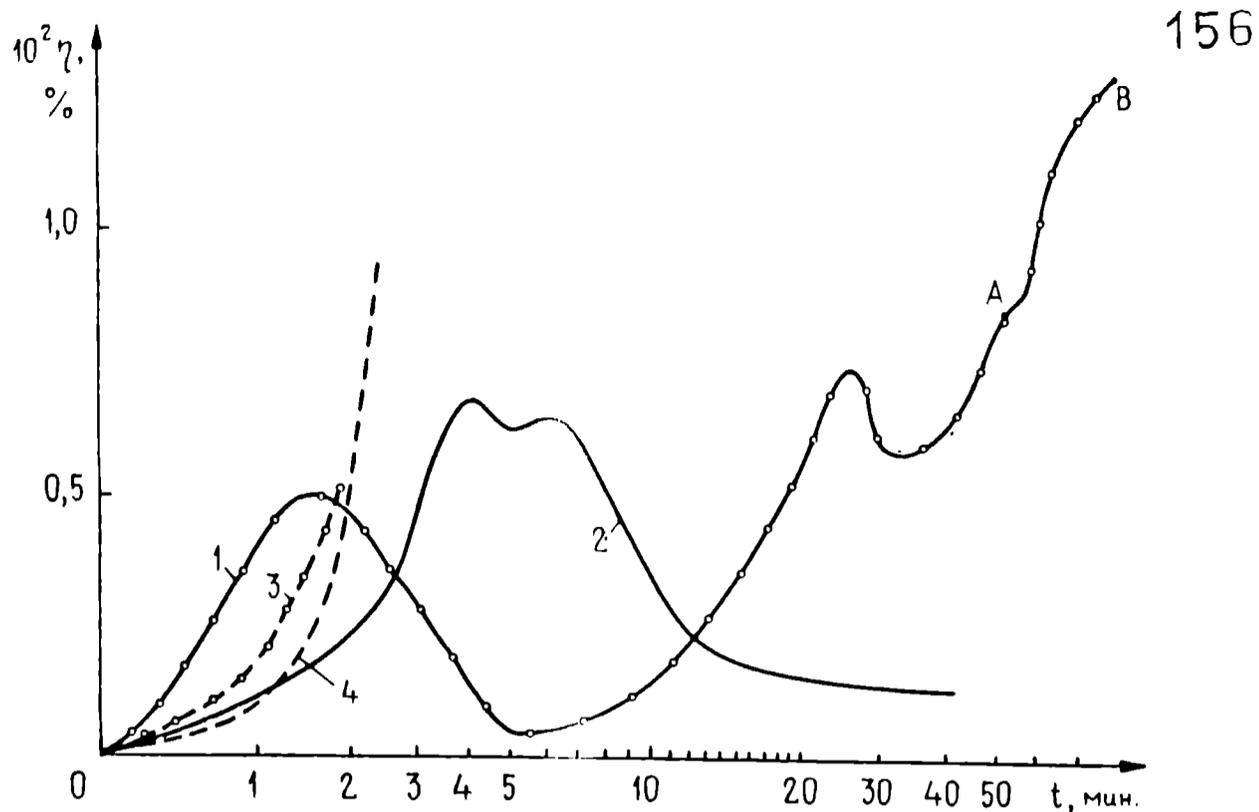


Рис. 25. Типичные зависимости $\eta(t)$ для элементарных голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr , 1, 2 – эксперимент; 3, 4 – расчет на основе зависимости 2 из рис. 23. Участок АВ соответствует самоусилению. Кривые 1, 3 относятся к кристаллу KBr с $D_{нач.} = 2,05$, $d = 0,79$ мм; кривые 2, 4 – к кристаллу с $D_{нач.} = 1,51$, $d = 1,12$ мм. $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; $\Lambda = 5$ мкм; $I_{зап.} = 0,78$ Вт/см²; $M = 0,997$.

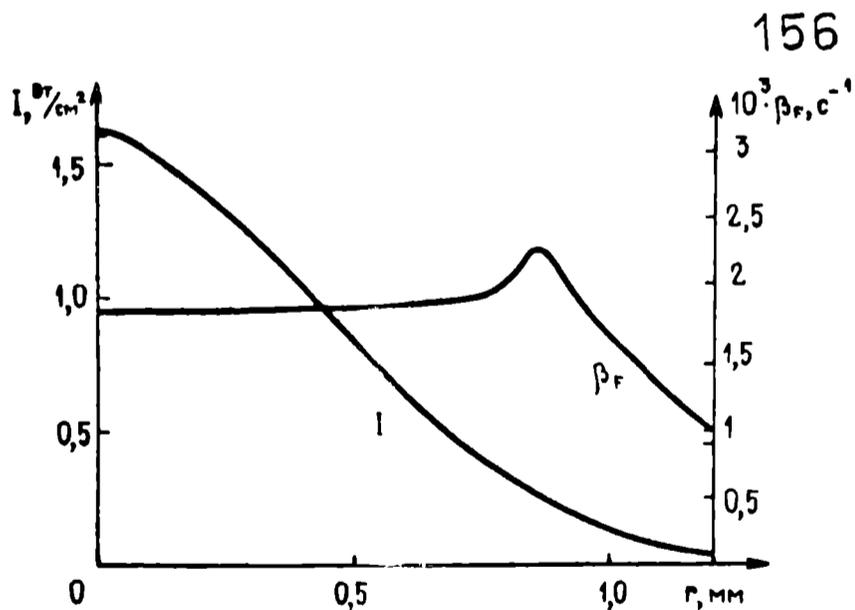


Рис. 26. Радиальные распределения интенсивности гауссова пучка лазера $I(r)$ и скорости обесцвечивания $\beta_F(r)$ этим пучком аддитивно окрашенного кристалла KBr

ем I света в кристалле (рис.1)

$$I' = I'_0 e^{-\frac{8r^2}{d_0^2}} (1 + M \cos \Omega X), \quad (5.12)$$

где r - радиальная координата, можно приблизительно представить в виде синусоидального пространственного распределения средних по d кристалла (разд.1.1.3.4) $\bar{\alpha}$ и \bar{n} :

$$\bar{\alpha} = \alpha_\phi + \bar{\alpha}_0 - \bar{\alpha}_1 \cos \Omega X, \quad (5.13)$$

$$\bar{n} = n_\phi + \bar{n}_0 \pm \bar{n}_1 \cos \Omega X \quad (5.14)$$

Здесь α_ϕ и n_ϕ - фоновые α и n , не меняющиеся под действием света, $\bar{\alpha}_0$ и \bar{n}_0 - "светочувствительные" средние по Γ α и n , обусловленные главным образом F -центрами, $\bar{\alpha}_1$ и \bar{n}_1 - амплитуды модуляции $\bar{\alpha}$ и \bar{n} ($\bar{\alpha}_1, \bar{n}_1 > 0$). Знак "минус" перед $\bar{\alpha}_1$ связан с записью на обесцвечивание. "Плюс" перед \bar{n}_1 стоит при считывании в коротковолновой части F -полосы (разд.5.5.1), "минус" - в длинноволновой части.

Из (1.13), (5.13), (5.14) с учетом отражения получим

$$\eta = (1-R)^2 e^{-\frac{\alpha_\phi + \bar{\alpha}_0 d}{\cos \theta_i}} \left[\operatorname{sh} \frac{2 \bar{\alpha}_1 d}{4 \cos \theta_i} + \sin \frac{\pi \bar{n}_1 d}{\lambda \cos \theta_i} \right]. \quad (5.15)$$

Выражение (5.15) упрощается, если ввести величины

$$\frac{\alpha_R d}{\cos \theta_i} = -\ln (1-R)^2, \quad (5.16)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_R + \alpha_\phi + \bar{\alpha}_0}{\cos \theta_i} d = \frac{2,3 D_0}{\cos \theta_i}, \quad (5.17)$$

$$M = \bar{\alpha}_1 / (\alpha_R + \alpha_\phi + \bar{\alpha}_0), \quad (5.18)$$

$$\rho = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\bar{n}_1}{\bar{\alpha}_1}, \quad (5.19)$$

где α_R - формальный коэффициент поглощения, связанный с отра-

жением, α - приведенная средняя оптическая плотность Γ , M - коэффициент модуляции Γ , ρ - эффективность ДФР, зависящая для данного кристалла только от T и λ .

С учетом (5.16-5.19) (5.15) принимает вид

$$\eta = e^{-\alpha} \left[\operatorname{sh}^2 \frac{M\alpha}{4} + \sin^2 \rho \operatorname{ch}^2 \frac{M\alpha}{4} \right] \quad (5.20)$$

Если выполняются неравенства

$$-\frac{M\alpha}{4} \ll 1, \quad \rho \frac{M\alpha}{4} \ll 1, \quad (5.21)$$

(5.20) упрощается еще больше:

$$\eta = e^{-\alpha} \frac{M^2 \alpha^2}{16} (1 + \rho^2). \quad (5.22)$$

Зависимости $\eta(t)$ количественно исследовались при $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\rho \approx 1,1$ (разд. 5.5.2). Поскольку использовались кристаллы с небольшой $D_{\text{нач.}} = 1 \div 2$ при $M = 0,1 \div 0,5$, когда справедливы неравенства (5.21), $\eta(t)$ находились согласно (5.22) по $M(t)$ и $\alpha(t)$. В случае синусоидальной Γ величины M и α выражаются через величины относительных обесцвечиваний в максимумах ($m_{\text{макс.}} = \frac{D_{\text{нач.}} - D_{\text{макс.}}}{D_{\text{нач.}}}$) и минимумах ($m_{\text{мин.}} = \frac{D_{\text{нач.}} - D_{\text{мин.}}}{D_{\text{нач.}}}$) световой интерференционной картины в кристалле (или в максимумах и минимумах Γ) следующим образом:

$$M = V = \frac{m_{\text{макс.}} - m_{\text{мин.}}}{2 - m_{\text{макс.}} - m_{\text{мин.}}} \quad (5.23)$$

$$\alpha = 2,3 D_{\text{нач.}} \left(1 - \frac{m_{\text{макс.}} + m_{\text{мин.}}}{2} \right) \quad (5.24)$$

(V - контраст Γ , который для синусоидальной Γ равен M). Измерив $m(t)$ при $I = I_{\text{макс.}}$ и $I = I_{\text{мин.}}$, где $I_{\text{макс.}}$ и $I_{\text{мин.}}$ - интенсивности падающего света, создающие в кристалле те I' , света, ко-

торие были в максимумах и минимумах Γ при ее записи, получим $\mu(t)$, $\alpha(t)$ и $\eta_{\text{теор.}}(t)$.

В результате таких вычислений получается зависимость типа 2 на рис.25 (или η_2 на рис.28,29), причем (когда $\rho = 0$) в максимуме $\eta_{\text{теор.}}$ превосходит $\eta_{\text{эксп.}}$ более чем на порядок. Это вызвано несинусоидальностью и неоднородностью реальной Γ . На начальном участке, однако, получается вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных кривых обоих типов (рис.25, 1,3 и 2,4). Оно становится еще лучше, если учесть $\rho = 1,1$.

На первый взгляд это не понятно, особенно если учесть, что Γ записывались и считывались не плоскими волнами, как предполагалось при выводе (1.13) (5.22), а пучками Гаусса. Как показывает расчет, это должно приводить к еще большему уменьшению $\eta_{\text{эксп.}}$ по сравнению с $\eta_{\text{теор.}}$. Фактические же в начале записи $\eta_{\text{эксп.}} > \eta_{\text{теор.}}$.

По нашему мнению это обусловлено двумя причинами — квазиоднородностью записываемых Γ и нелинейностью записи, обусловленной нелинейной зависимостью $\beta_F(I)$ (рис.23).

Пологий, спадающий участок $\beta_F(I)$ при $I > 0,4$ Вт/см² приводит к квазиоднородности обесцвечивания по площади кристалла при записи Γ с $I_{\text{зап.}} = 0,5 \pm I$ Вт/см² (рис.26).

Кривая $\beta_F(I)$ при I от 0,02 до 1 Вт/см² напоминает вольтамперную характеристику выпрямителя переменного тока. Это приводит к несинусоидальности записи уже в начале экспозиции — штрихи Γ имеют приблизительно прямоугольный профиль, что дает η , большую, чем в случае синусоидальной Γ (разд.3.1).

КВро квазиоднородности и указанной нелинейности записи Γ в
 ↓ свидетельствуют также полученные нами фотографии Γ (рис. 27).



160

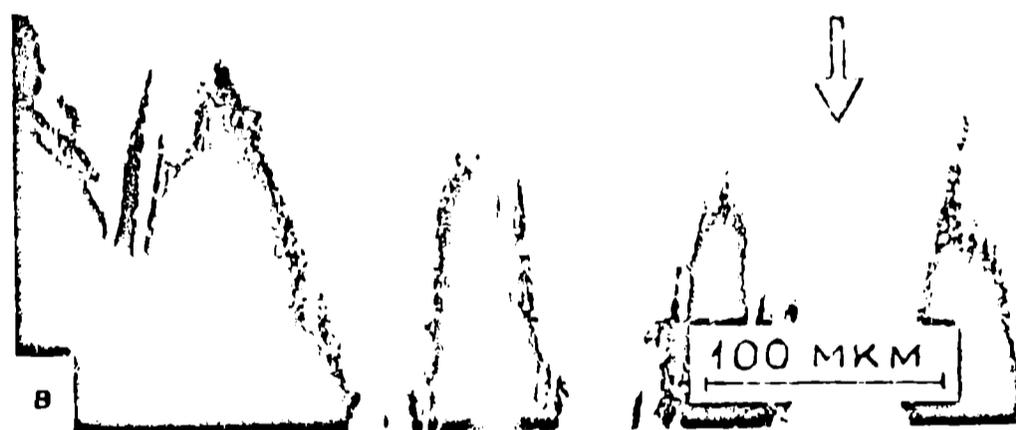


Рис. 27. Микрофотографии голограммы, записанной аддитивно в окрашенном кристалле KBr . а) - общий вид; б) - увеличенный участок; в) участок сечения голограммы по глубине (стрелкой отмечено направление падения света на кристалл при экспозиции).

Что касается особенности кривой I на рис.25 – роста после первого максимума, то, по нашему мнению, эта особенность как и эффект СЧ в заключительной стадии записи, объясняется реакцией $X \rightarrow F$ в минимумах Г, что приводит к увеличению контраста и, следовательно, ДЭ. Более подробно это рассмотрено в разд.5.3.

5.2.2. Голографическая чувствительность

СЧ АОК KBr при записи в нем амплитудно-фазовых Г He Ne и Ar⁺ лазерами определялась согласно изложенному в гл.4. Определялись $W_{\text{мин.}}$, $W_{\text{макс.}}$, $S_{\text{эксп.}}$, $S_{\text{эфф.}}$ и $S_{\text{эксп макс}}$

Типичные данные для восьми кристаллов даны в табл.18. Для сравнения приведены также соответствующие параметры в случае амплитудной записи на одной из лучших высокоразрешающих фотопластинок – KODAK 649F, вычисленные на основе данных [18].

Как видно из табл.19, голографические параметры АОК практически не зависят от $N_F \cdot \lambda_{\text{нач}}$ [при $N_F = (5 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-3}$, разд.5.5.1].

Охлаждение Г ($\lambda_1 = \lambda_2$) до $T = 20^\circ\text{C}$ иногда приводит к росту ДЭ и СЧ, а иногда – к их уменьшению. Это зависит от интенсивности реакции $X \rightarrow F$ после записи и D_0 (см.разд.5.3 и 5.5), которая меняется с T.

Из табл.19 также видно, что запись в синезеленой области спектра с использованием ДФР дает возможность не только увеличить ДЭ и СЧ, но и на 3 порядка увеличить $\Phi_{03} = \eta / W$

Из сравнения СЧ АОК KBr и фотопластинки KODAK 649F при амплитудной записи видно, что у фотопластинки соответствующие параметры СЧ $10^6 \div 10^8$ раз лучше. Однако, если учесть, что большая СЧ фотопластинки достигается за счет усиления в 10^6 раз при проявлении [22] и сравнить $S_{\text{эфф.}}$ в обоих случаях, то получим примерно одинаковую эффективность механизмов записи.

5.2.3. Разрешающая способность

РС АОК KBr определялась голографически (разд.2.5). Полученная в результате зависимость $\eta(\nu)$ представлена на рис.28. Видно, что АОК KBr имеют разрешение, превышающее 5000 лин/мм.

Экспериментальные точки до $\nu = 1000$ лин/мм были получены для пропускающей Г, а при $\nu = 5057$ лин/мм - для отражательной. Максимум η достигается в интервале ν от 500 до 1000 лин/мм.

Спад $\eta(\nu)$ при $\nu > 1000$ лин/мм, очевидно; объясняется рассеянием света на макродефектах кристалла (трещинах, блоках, зернах, скоплениях дислокаций, включениях других веществ, флуктуациях плотности и др.). Влияние рассеяния сказывается уже при $\nu = 10$ лин/мм, хотя величина контраста световой интерференционной картины в кристалле уменьшается незначительно - $M'/M = 0,92$ (разд.5.4). С увеличением ν световая интерференционная картина в кристалле все больше "размазывается" (разд.1.1.1), что приводит к уменьшению η .

Уменьшение $\eta(\nu)$ при $\nu < 500$ лин/мм можно объяснить искажением Г макродефектами кристалла. Наблюдая рассеяние лазерного луча кристаллом можно заметить, что оно, как правило, происходит при малых углах. Поэтому наибольших искажений Г также следует ожидать при малых ν , когда Λ сравним с размером макродефекта. О наличии множества макродефектов, по размеру сравнимых с Λ , свидетельствуют фотографии Г в АОК KBr (рис.27).

5.2.4. Релаксация голограмм

Релаксация Г в АОК KBr (рис.29) по нашему мнению обусловлена следующими причинами. Сразу после выключения света начинается реакция $X \rightarrow F$, т.к. X -центры не стабильны при Т их образования (разд.1.2.2.2). Она интенсивно продолжается до некоторого момента t_0 и после охлаждения Г. Из уравнений (5.2)

163

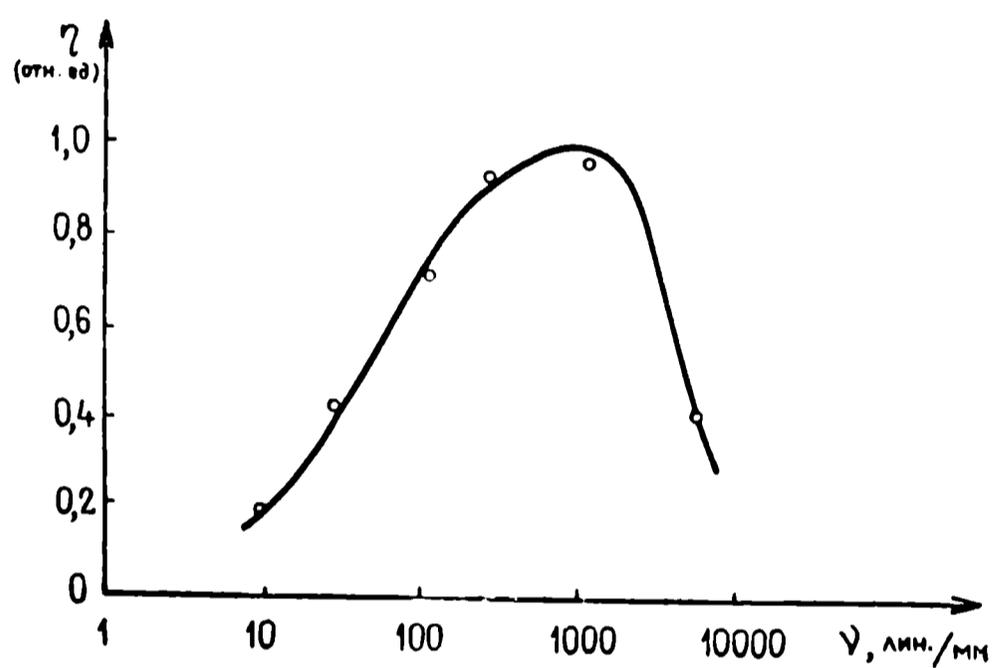


Рис.28. Зависимость дифракционной эффективности η голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr от пространственной частоты ν . $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$; $I_{\text{зап.}} = 0,50 \text{ Вт/см}^2$; $t_{\text{зап.}} = 1 \text{ мин.}$

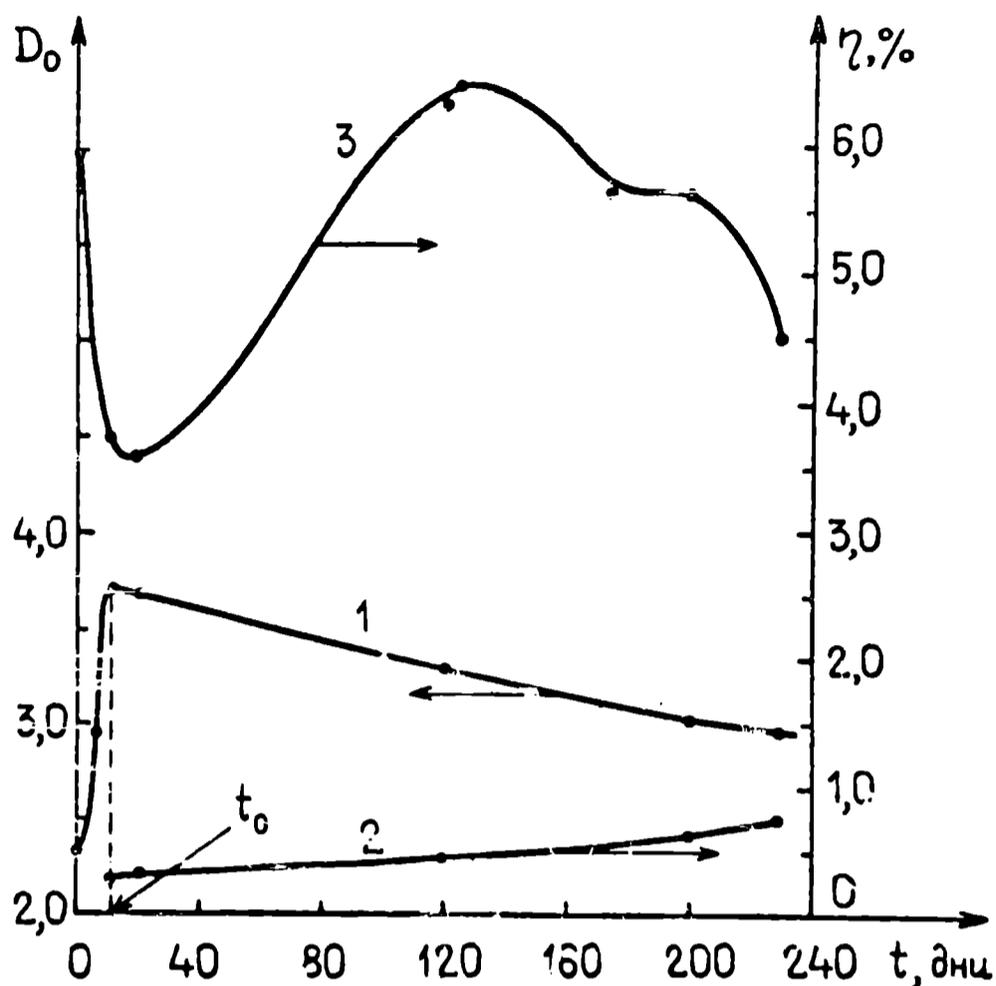


Рис. 29. Релаксация голограммы, записанной при $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 514,5$ нм в аддитивно окрашенном кристалле КВr с $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 632,8 \text{ нм}) = 4,1$, $d = 1,48$ мм при $T_2 = 20^\circ\text{C}$. 1 - временная зависимость средней оптической плотности голограммы D_0 при $\lambda_2 = 632,8$ нм; временные зависимости дифракционной эффективности соответственно при $\lambda_2 = 632,8$ нм и $\lambda_2 = 514,5$ нм; t_0 - момент начала уменьшения D_0 . При $t > t_0$ $D_0(t) = D_0(t_0) \exp\left[-\frac{t-t_0}{\tau_{p2}}\right]$ с $\tau_{p2} = 942$ дня. Для момента $t = 0$ зависимость $\eta(\lambda)$ изображается кривой I на рис. 36, б.

и (5.3) следует, что N_{FX} убывает экспоненциально с постоянной времени $\tau_{p1} = 1/(W_{TF} + W_{TFX})$, которая составляет несколько дней при $T = 20^\circ\text{C}$. На этом этапе $\tau_r \leq \tau_{p1}$. При $t \gg t_0$ доминирующими становятся процессы, уменьшающие N_F , такие как коагуляция F -центров (реакции $F \rightarrow F_n$) и аннигиляции F -центров на поверхности кристалла в результате химических реакций. Экспериментально установлено, что при этом в центре F -полосы $D_0 = D_{0\text{нач.}} \exp\left[-\frac{t-t_0}{\tau_{p2}}\right]$, где τ_{p2} составляет 2-3 года.

Как видно из рис.29, ДЭ в зависимости от λ и D_0 может как возрастать, так и убывать, в соответствии с разд.5.5. Расчет τ_r согласно (5.20) для оптимальной (разд.5.6.2) Γ с $M = 1$, $\frac{1}{\cos\theta_i} D_{0\text{нач.}}$ (632,8 нм; 20°C) = 0,98 при $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $|\rho| = 30,2$, $\tau_{p1} = 10$ дней, $\tau_{p2} = 942$ дня дает $\tau_r = 1342$ дня, т.е., более 3,5 лет. Полное исчезновение Γ не наблюдается в течении нескольких лет. Т.о., в АОК KBr , несмотря на происходящие в них процессы релаксации, действительно возможно длительное хранение информации в виде Γ .

5.3. Эффект самоусиления голограмм

Впервые СУ, т.е. увеличение ДЭ при считывании одним лучом наблюдалось в случае фазовых Γ в СЭ кристаллах LiNbO_3 при $\theta = \theta_B$ [16]. Недавно Сухановым, Ащеуловым и Петниклвым СУ в LiNbO_3 наблюдалось и при $\theta \neq \theta_B$ [259]. Брегговское СУ в LiNbO_3 было объяснено Стеблером и Амоцеем [12] как продолжение записи Γ считывающим и восстановленным пучками (вторичная интерференция) при необходимом условии сдвига Γ на $\Lambda/4$ по отношению к световой интерференционной картине. Этот сдвиг обеспечивался нелокальным диффузионным механизмом записи (разд. 1.2.4.6). Кухтаревым [260] развита общая теория СУ толстых

фазовых Γ . В частности, им показано, что СУ в LiNbO_3 - существенно нелинейный и нестационарный процесс.

Нами СУ наблюдалось в случае амплитудно-фазовых Γ в АОК KBr [261, 262], записанных и восстановленных He-Ne ($\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм) и Ar^+ ($\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм) лазерами на основе реакции $F \rightarrow X$. Эффект, подобный СУ в АОК KBr наблюдался и в роке NaCl-Ca [263] Кравцом с соавторами. Ниже СУ в KBr исследуется при $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, когда фазовая составляющая записи не является доминирующей и в кристаллах с относительно небольшой $D_{\text{нач.}} \leq 2,1$, что упрощает анализ СУ.

СУ Γ в KBr наблюдалось на любой стадии записи двумя лучами, но не во всех случаях (рис. 25, 30).

При считывании Γ наблюдались три типа зависимости ДЭ от $t[\eta_1(t)]$. Первый - рост η_1 до достижения максимума, затем спад и выход на насыщение. Второй - монотонный рост η_1 с выходом на насыщение (рис. 25, 30). Третий - уменьшение η_1 с выходом на насыщение, т.е. отсутствие СУ. Первый тип зависимости $\eta_1(t)$ наблюдался только в начальной стадии записи, а второй и третий - на всем протяжении записи.

Эксперимент показал, что СУ в АОК KBr происходит при любом угле освещения Γ , а не только при угле Брегга.

Исследование спектров поглощения до и после СУ обнаружило изменения, характерные для реакции $F \rightarrow X$ (рис. 21). Поэтому в принципе этот эффект должен наблюдаться при освещении и некогерентным светом в F -полосе.

Изменение T и I приводило к изменению эффективности СУ. Оказалось, что СУ происходит в том же интервале T ($140-220^\circ\text{C}$) и имеет ту же оптимальную $T = 180^\circ\text{C}$, что и реакция $F \rightarrow X$. Оказалось также, что СУ растет с ростом $I_{\text{счит.}}$ в заключительной стадии записи. (Измерения проводились до $I_{\text{счит.}} = 1$ Вт/см².) Не

167

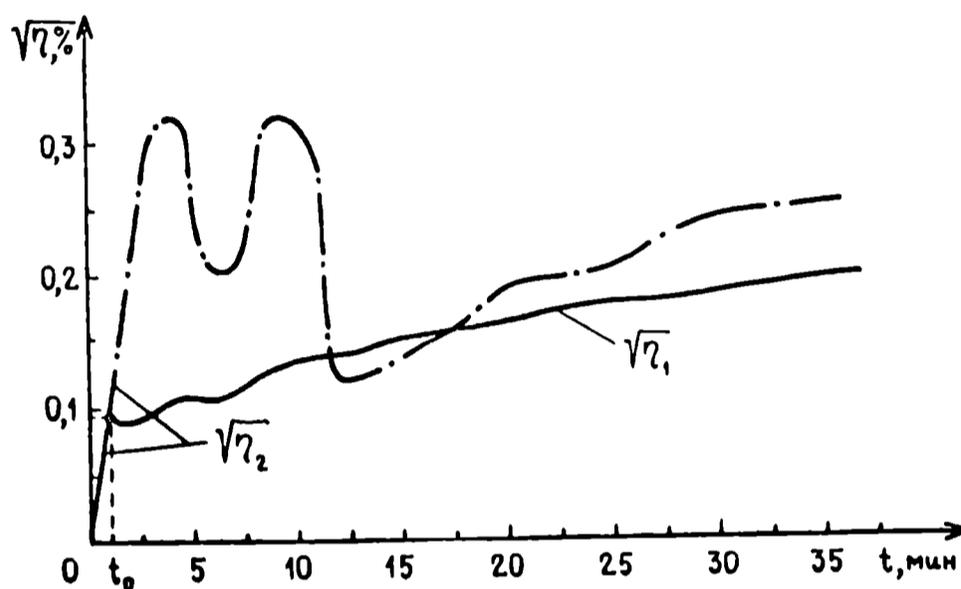


Рис. 30. Временная зависимость квадратного корня от дифракционной эффективности при записи голограммы двумя лучами ($\sqrt{\eta_2}$) и при восстановлении одним лучом ($\sqrt{\eta_1}$). t_0 - момент начала считывания: $D_{\text{нач.}} = 1,0$; $d = 0,45$ мм; $T_1 = T_2 = 200^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; $\Lambda = 5$ мкм; $I_{\text{зап.}} = 0,50$ Вт/см²; $I_{\text{чит.}} = 0,25$ Вт/см²; $M = 0,997$.

наблюдалось никакой корреляции между CU и $D_{нач.}$, d при $D_{нач.} = 1 \div 2,1$ и $d = 0,5 \div 1,25$ мм. Как правило, CU наблюдалось в тех кристаллах, в которых запись Γ была эффективна и двумя лучами. Т.о., эффект CU обусловлен особенностями записи Γ на основе реакции $F \rightarrow X$.

Теоретический и экспериментальный анализ [261, 262] показал, что вообще за CU в АОК KBr ответственны следующие причины.

1. Специфика записи Γ на обесцвечивание, приводящая в большинстве случаев к увеличению контраста Γ при считывании в начальной стадии записи и усугубленная в случае АОК KBr немонотонной зависимостью скорости обесцвечивания от I света.

2. Распад X -центров в минимумах Γ (реакция $X \rightarrow F$) при их одновременной стабильности в максимумах.

3. Уменьшение D_0 , если $D_0 > D_{0opt}$

4. Вторичная интерференция.

Рассмотрим причины CU более подробно.

Пусть Γ записана до момента t_0 с параметрами $M = M_0$, $\alpha = \alpha_0$ (5.22–5.24). При записи $m_{макс.}$ и $m_{мин.}$ растут и из (5.24) ясно, что α будет убывать. Чтобы лучше представить дальнейшее изменение M через время Δt после достижения M_0 , введем скорость обесцвечивания $\beta_F = \left. \frac{\partial m}{\partial t} \right|_{t_0}$. Тогда

$$m_{макс.} = m_{макс.0} + \beta_{Fмакс.} \Delta t, \quad (5.25)$$

$$m_{мин.} = m_{мин.0} + \beta_{Fмин.} \Delta t \quad (5.26)$$

и, согласно (5.23)

$$M = \frac{m_{макс.0} - m_{мин.0} + (\beta_{Fмакс.} - \beta_{Fмин.}) \Delta t}{2 - m_{макс.0} - m_{мин.0} - (\beta_{Fмакс.} + \beta_{Fмин.}) \Delta t} \quad (5.27)$$

Из (5.27) следует, что M растет с Δt при условии

$$M_0 > M_{крит.} = \frac{\beta_{Fмин.} - \beta_{Fмакс.}}{\beta_{Fмин.} + \beta_{Fмакс.}} \quad (5.28)$$

В начале записи двумя лучами $I_{\text{макс.}} \gg I_{\text{мин.}}, I'_{\text{макс.}} \gg I'_{\text{мин.}}$ ($I_{\text{макс.}}$ и $I_{\text{мин.}}$ — интенсивности максимумов и минимумов падающего на кристалл света; $I'_{\text{макс.}}$ и $I'_{\text{мин.}}$ — интенсивности света в максимумах и минимумах Γ), $\beta_{\text{Fмакс.}} > \beta_{\text{Fмин.}}$, $M_{\text{крит.}} < 0$ и M растет. При считывании одним лучом $I_{\text{макс.}} > I'_{\text{мин.}}$ из-за разного поглощения света максимумами (светлые полосы) и минимумами (темные полосы) Γ , но это различие небольшое ($\frac{I'_{\text{макс.}}}{I'_{\text{мин.}}} \ll 1, 2$) и, ввиду немонотонной зависимости $\beta_{\text{F}}(I)$ (рис. 23), может быть как $\beta_{\text{Fмакс.}} > \beta_{\text{Fмин.}}$, так и $\beta_{\text{Fмакс.}} < \beta_{\text{Fмин.}}$. Кроме того, величина M зависит от момента начала считывания t_0 . Т.о. рост M и, в силу (5.22–5.24) наличие СУ в начальной стадии записи зависит от $I_{\text{счит.}}$ и момента начала считывания t_0 . В большинстве случаев условие СУ (5.28) выполняется.

При выходе на насыщение $\beta_{\text{Fмакс.}} \approx 0$, $\beta_{\text{Fмин.}} > 0$ и для роста M должно быть $M_0 > 1$, что невозможно из-за соотношений $m \leq 1$ и (5.23).

Схема, поясняющая увеличение M при считывании (когда $I_{\text{макс.}}, I_{\text{мин.}}, I_{\text{счит.}}$ такие, что $M_0 > M_{\text{крит.}}$) и СУ приведена на рис. 31. Кривая $\eta_1(t)$ такой же формы в начальной стадии записи наблюдалась и экспериментально. При этом максимальное значение увеличения η при считывании η_1/η_0 было 1,75. Расчет согласно (5.22–5.27) и рис. 23 при типичных значениях $D_{\text{нач.}} = 1,08$, $d = 0,5$ мм, $I_{\text{зап.}} = 0,5$ Вт/см², $I_{\text{макс.}} = 0,95$ Вт/см², $I_{\text{мин.}} = 0,05$ Вт/см², $I_{\text{счит.}} = 0,25$ Вт/см², $t_0 = 1$ мин., $\Delta t = 2$ мин. дает $\eta_1/\eta_0 \approx 2$. Т.о., первая из названных выше причин объясняет СУ в начальной стадии записи.

Следует подчеркнуть благоприятность записи Γ на обесцвечивание для СУ. При записи на почернение СУ маловероятно. Рассмотрение аналогичное (5.25–5.28) приводит к условию

$$M_0 < M_{\text{крит.}} = \frac{\tilde{\beta}_{\text{мин.}} - \tilde{\beta}_{\text{макс.}}}{\tilde{\beta}_{\text{мин.}} + \tilde{\beta}_{\text{макс.}}}, \quad (5.28a)$$

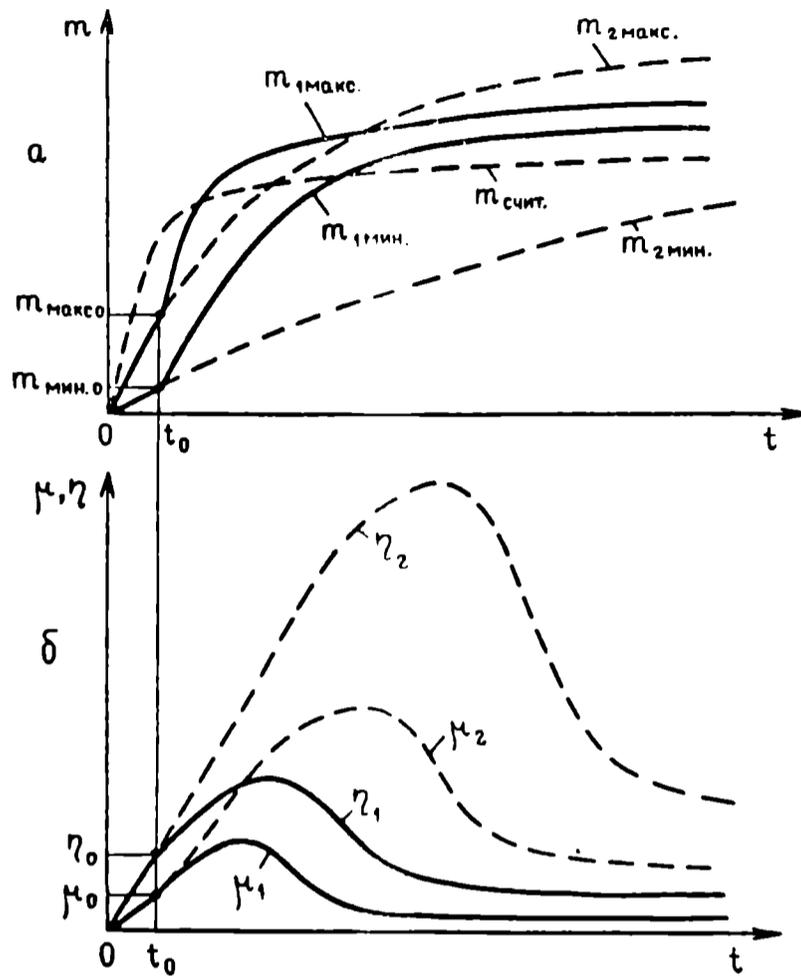


Рис. 31. Схема возникновения самоусиления в результате специфики голографической записи на обесцвечивание в аддитивно окрашенных кристаллах KBr . а – зависимость $m(t)$ в максимумах и минимумах голограммы при записи двумя лучами ($m_{2\text{ макс.}}$, $m_{2\text{ мин.}}$; $I_{\text{зап.}} = 0,5 \text{ Вт/см}^2$, $I_{\text{макс.}} = 0,95 \text{ Вт/см}^2$, $I_{\text{мин.}} = 0,05 \text{ Вт/см}^2$), считывании одним лучом ($m_{1\text{ макс.}}$, $m_{1\text{ мин.}}$; $I_{\text{счит.}} = 0,25 \text{ Вт/см}^2$) при обесцвечивании считывающим лучом ($m_{\text{счит.}}$). б – временные зависимости контраста и дифракционной эффективности при записи двумя лучами (μ_2 , η_2) и при считывании одним лучом (μ_1 , η_1). t_0 – момент начала считывания.

где $\tilde{\beta}_{\text{мин.}}$ и $\tilde{\beta}_{\text{макс.}}$ - скорости почернения минимумов и максимумов Γ . Из (5.28а) следует, что СУ возможно только если $\tilde{\beta}$ убывает с ростом I , что обычно не выполняется.

Перейдем к рассмотрению второй причины СУ - реакции $X \rightarrow F$. Как известно (разд. I.2.2.2), X -центры без закалки неустойчивы к распаду при T их образования. Скорость реакции $X \rightarrow F$ при температуре $T_{X \rightarrow F}$ зависит от температуры предшествующей прямой реакции $F \rightarrow X$, $T_{F \rightarrow X}$. Скорость реакции $X \rightarrow F$ мала, если $T_{X \rightarrow F} < T_{F \rightarrow X}$, велика, если $T_{X \rightarrow F} > T_{F \rightarrow X}$ [19].

Ввиду взаимозаменяемости I и T по их действию на реакцию $F \rightarrow X$ [129] естественно ожидать, что скорость реакции $X \rightarrow F$ мала, если $I_{X \rightarrow F} < I_{F \rightarrow X}$, и велика, если $I_{X \rightarrow F} > I_{F \rightarrow X}$. При считывании Γ как раз и получается, что в минимумах $I_{\text{счит.}} > I_{\text{мин.}}$ ($I_{\text{счит.}} = 0,2 \div 1$ Вт/см², $I_{\text{мин.}} = 0,04 \div 0,08$ Вт/см²), а в максимумах $I_{\text{счит.}} < I_{\text{макс.}}$ ($I_{\text{макс.}} = 0,8 \div 1,6$ Вт/см²), что приводит к разрушению X -центров в минимумах, к увеличению M и к СУ. Уменьшение $m_{\text{нас.}}$ на $0,1 \div 0,2$ наблюдалось и непосредственно, если прервать освещение и затем продолжить его с I большей или равной прежней.

Результаты расчета СУ согласно (5.22-5.24) при уменьшении $m_{\text{мин.}}$ на $0,1 \div 0,2$ достаточно близки к экспериментальным значениям $\eta_1/\eta_0 = 1,9 \div 4,5$ в средней и заключительной стадии записи (табл.20).

Рост скорости и величины СУ с ростом $I_{\text{счит.}}$ до 1 Вт/см² хорошо согласуется с приведенной моделью СУ на основе реакции $X \rightarrow F$ в минимумах Γ , т.к., если $I_{X \rightarrow F} > I_{F \rightarrow X}$, рост $I_{X \rightarrow F}$ согласно (5.2) должен стимулировать реакцию $X \rightarrow F$. В максимумах же $I_{\text{счит.}} \ll I_{\text{макс.}}$ и реакция $X \rightarrow F$ не стимулируется.

Поскольку СУ в заключительной стадии, когда согласно (5.2) реакция $X \rightarrow F$ должна быть наиболее интенсивной, наблюдается

Изменение коэффициента модуляции, средней оптической плотности и дифракционной эффективности при потемнении минимумов голограммы на $\Delta m_{\text{мин.}}$, $D_{\text{нач.}} = 1,08$,

$$m_{\text{макс.0}} = 0,7, \quad m_{\text{мин.0}} = 0,6$$

$\Delta m_{\text{мин.}}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
$\frac{\mu_1}{\mu_2}$	1,00	1,75	2,33	2,80	3,17	3,50	3,78
$\frac{D_{01}}{D_{00}}$	1,00	1,14	1,29	1,42	1,57	1,71	1,85
$\frac{\eta_1}{\eta_2}$	1,00	3,49	6,98	10,9	15,1	19,2	23,2

не всегда, следует предположить, что скорость реакции $X \rightarrow F$ зависит не только от $T_{F \rightarrow X}, I_{X \rightarrow F}, T_{X \rightarrow F}, I_{X \rightarrow F}, t$ и условий освещения, но и от других факторов (напр., от примесей), которые требуют дальнейшего исследования.

К увеличению отношения η_1/η_0 (т.е. к СУ) при $M = \text{const}$ (или, конечно, при $\Delta M = 0$) может привести и уменьшение D_0 , если $D_0 = D_{0\text{опт.}}$ (третья причина). Действительно, из (5.22) легко видеть, что при $M = \text{const}, \eta_1 - \eta_{\text{макс.}}$ для $\alpha_{\text{опт.}} = 2$. Это согласно (5.24) дает $D_{0\text{опт.}} = 0,87$. Если $D_0 > D_{0\text{опт.}}$, то обесцвечивание кристалла должно привести к увеличению (рис.32). Оценка этого фактора при наибольшей в экспериментах по СУ $D_0 = 2,1$ и при типичных параметрах $t_0 = 1 \div 3$ мин., $M_0 = 0,1 \div 0,2$ дает максимальное значение $\eta_1/\eta_0 \approx 3$.

Четвертая причина СУ – вторичная интерференция. Расчет на основе уравнений связанных волн Когельника [20] показывает, что СУ толстых амплитудных Γ в результате вторичной интерференции может произойти только при сдвиге Γ на $\Lambda/2$ по отношению к световой интерференционной картине, а СУ толстых фазовых Γ – при сдвиге на $\Lambda/4$. В случае записи на обесцвечивание происходит сдвиг на $\Lambda/2$, т.к. максимумам I падающего света соответствуют минимумы поглощения Γ (максимумы Γ). Поэтому к СУ амплитудно-фазовых Γ в KBr в результате вторичной интерференции приводит только амплитудная составляющая Γ . Фазовая составляющая при считывании "изгибает" штрихи Γ , уменьшая η [12]. Для амплитудных Γ вторичная интерференция, однако, может быть причиной СУ только при $I_{\text{счит.}} \lesssim 0,22 \text{ Вт/см}^2$. Это связано с немонотонностью зависимости $\beta_F(I)$ (рис.23).

Посредством вторичной интерференции считывающий пучок с $I = I_{\text{счит.}}$ в кристалле создает синусоидальное пространственное распределение I' (рис.1):

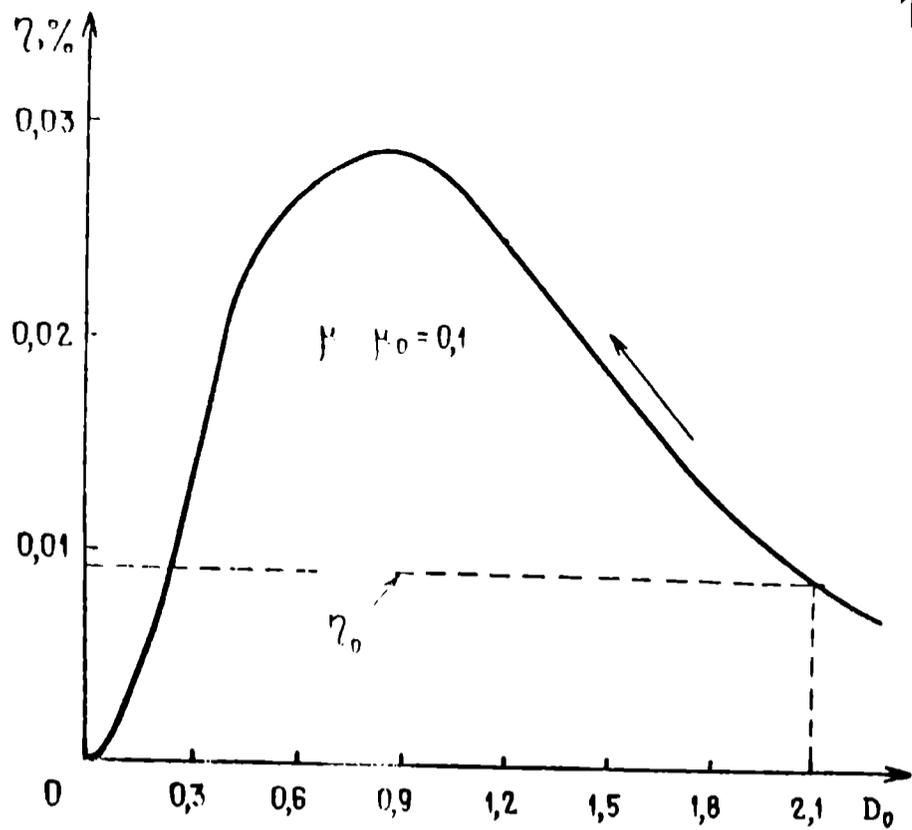


Рис. 32. Возможность самоусиления за счет уменьшения средней оптической плотности D_0 голограммы, если $D_0 > D_{0\text{опт.}} = 0,87$.

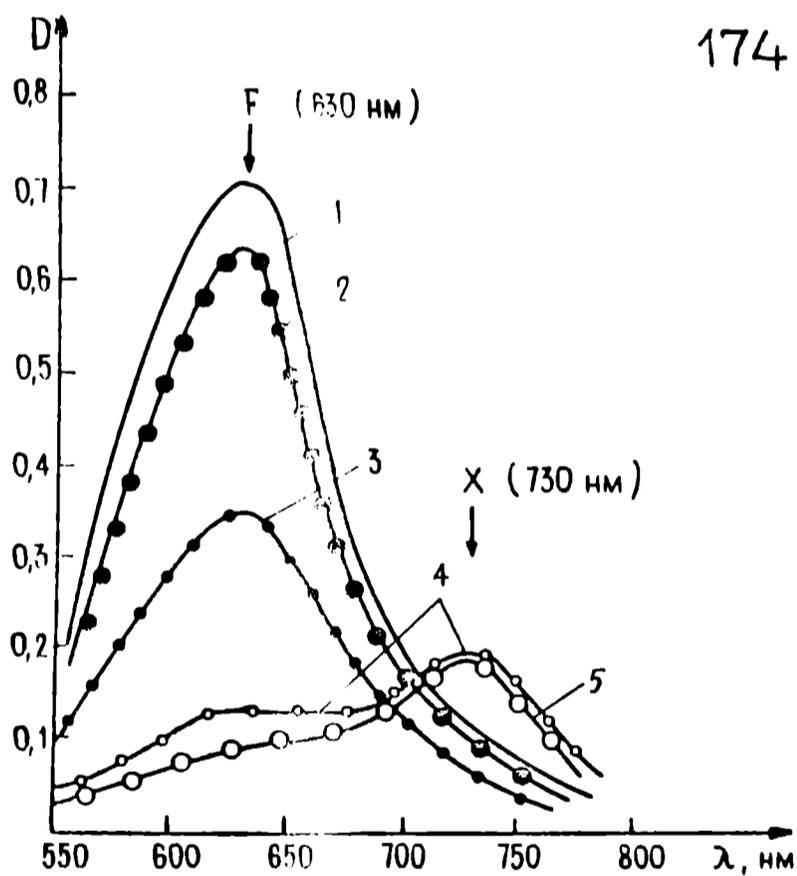


Рис. 33. Спектры поглощения аддитивно окрашенного кристалла KBr в различных стадиях светового воздействия: 1 – до освещения; 2, 5 – после обесцвечивания всего кристалла светом с интенсивностями $I_{\text{мин.}}$ и $I_{\text{макс.}}$ ($I_{\text{мин.}}$, $I_{\text{макс.}}$ – интенсивности света в интерференционных минимумах и максимумах голограммы соответственно); 3, 4 – спектры поглощения в интерференционных минимумах и максимумах голограммы соответственно. $T_1 = 180^\circ\text{C}$; $T_2 = 10^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$; $\Lambda = 100 \text{ мкм}$; $I_{\text{зап.}} = 0,99 \text{ Вт/см}^2$; $I_{\text{макс.}} = 0,9985 \text{ Вт/см}^2$; $I_{\text{мин.}} = 0,0015 \text{ Вт/см}^2$. $t_{\text{зап.}} = 5,5 \text{ мин.}$

$$I' = I'_{\text{счит.}} (1 + M'_{\text{втор}} \cos \Omega x) \quad (5.29)$$

Для исследованных кристаллов ($D_{\text{нач.}} = 1 \pm 2$, $\eta = 0,01 \pm 0,26$), $M'_{\text{втор}} \approx 2 \cdot 10^{\frac{D_0}{2}} \sqrt{\eta} = 0,1 \pm 0,3$ и в силу (5.29), $I'_{\text{макс.}} (1, 1 \pm 1,3) I'_{\text{счит.}}$, $I'_{\text{мин.}} \approx (0,9 \pm 0,7) I'_{\text{счит.}}$. При $I'_{\text{счит.}} > 0,22 \text{ Вт/см}^2$ $I'_{\text{макс.}}$ и $I'_{\text{мин.}}$ соответствуют $I_{\text{макс.}}, I_{\text{мин.}} > 0,2 \text{ Вт/см}^2$ и $\beta_{\text{макс.}} \lesssim \beta_{\text{мин.}}$. Следовательно, происходит либо стирание Г, либо СУ в результате первой причины. Соотношение $\beta_{\text{макс.}} \lesssim \beta_{\text{мин.}}$ сохраняется независимо от $I'_{\text{счит.}}$ и при выходе на насыщение (рис. 22). Т.о., вторичная интерференция в ЛОК КВr приводит к СУ только в начальной стадии записи и только при условии $I'_{\text{счит.}} \lesssim 0,22 \text{ Вт/см}^2$. Оценка величины η в этом случае при $I_{\text{зап.}} = 0,2 \text{ Вт/см}^2$, $M' = 0,90$; $I'_{\text{счит.}} = 0,1 \text{ Вт/см}^2$, $M'_{\text{втор.}} = 0,2$, $D_{\text{нач.}} = 1,08$, $t_0 = 1 \text{ мин.}$, $\Delta t = 2 \text{ мин.}$ дает $\eta/\eta_0 \approx 3$.

Как отмечалось выше, СУ в ЛОК КВr наблюдалось и в случае ($\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5 \text{ нм}$), когда фазовая составляющая доминировала. Причины СУ в этом случае, видимо, те же, однако количественные оценки требуют отдельного рассмотрения.

В заключении отметим, что первые две причины СУ в ЛОК КВr являются определяющими, а остальные влияют только на величину СУ, т.к. СУ наблюдалось и в условиях, когда действие третьей и четвертой причин отсутствовало ($D_0 < D_{\text{опт.}}$, $I'_{\text{счит.}} > 0,22 \text{ Вт/см}^2$). Первая и четвертая причины действуют в начальной стадии записи, вторая — преимущественно в заключительной, третья — в течение всего времени записи. В совокупности они позволяют понять СУ в ЛОК КВr.

5.4. Микроспектрофотометрические исследования голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах КВr

Исследования фотоиндуцированных процессов, как правило, относятся к интегральному воздействию света. Структура Г не учи-

тышается, хотя отмечаются некоторые ожидаемые особенности [264]. С целью восполнения этого пробела в настоящей работе проводилось сканирование Γ в ЛК KBr (разд. 5.4) и в кристаллах $LiNbO_3-Fe$ (разд. 7.4). В разд. 5.4 сопоставлена реакция $F \rightarrow X$ в максимумах и минимумах Γ с соответствующими изменениями при интегральном воздействии света [265].

Для опытов (по методике разд. 2.3–2.5) использовались три кристаллов из трех одинаковых образцов размером $7 \times 5 \times 0,7$ мм³. В одном записывалась Γ , а остальные в течение того же времени освещались светом лазера с интенсивностями $I_{\text{мин.}}$ и $I_{\text{макс.}}$ (разд. 1.1.1).

Как при интегральном воздействии света, так и при записи Γ в кристаллах наблюдались одни и те же ФХ превращения $F \rightarrow X$ (рис. 33). (Неравенство площадей F - и X -полос, очевидно, связано с наличием стоков F -центров). Однако в обоих случаях отличаются концентрации конечных продуктов: в минимумах Γ кристалл обесцвечивается заметно больше ($m_{\text{мин.}}$ увеличивается примерно в 4 раза), а в максимумах – несколько меньше, чем при соответствующем интегральном воздействии.

Это различие объясняется боковым рассеянием света от светлых полос (максимумов) и темных (минимумов). В результате происходит перераспределение мощности (P) падающего света между темными и светлыми полосами, фотометрическая оценка величины бокового рассеяния показала, что около 4% от P света, падающего на максимум, рассеивается в сторону соседних минимумов. Это примерно в 30 раз превышает P света, падающего на один минимум. Согласно измерениям $m(t, I)$ (рис. 22, а; 1, 2) примерно такое отличие по I ($I \sim P$) как раз требуется при $t_{\text{зап.}} = 5,5$ мин. для достижения отличия по m в 4 раза. Кривые обесцвечивания т.о. подтверждают предположение о боковом рассеянии света. О допол-

нильном обесцвечивании темных полос в результате бокового рассеяния свидетельствует также то, что светлые полосы протертых (рис. 27).

Из сделанной фотометрической оценки и разд. I.I.I следует, что при $V = 10$ лин/мм $M' = 0,17$, а $MПФ = \frac{M'}{M} = 0,920$.

Из рис. 33 и формулы для V (5.23) следует, что $M' = M = 0,997$ соответствует $V = 0,44$, а $M = 0,917 - V = 0,16$. Поскольку согласно (5.22-5.23) $\eta \sim M^2 \sim V^2$ то рассеяние в АОК КВr приводит к уменьшению ДЭ в $\left(\frac{0,44}{0,16}\right)^2 = 7,6$ раз.

Резимируя можно сказать, что отличие между реакциями при интегральном воздействии света и при записи Г чисто количественное и обусловлено рассеянием света на неоднородностях кристалла.

5.5. Влияние дисперсионной фоторефракции на свойства толстых голограмм в ФХМ на примере аддитивно окрашенных кристаллов КВr

Из разд. I.2.2.3, 5.2, 5.3 видно, что ДФР существенно влияет на свойства Г в ФХМ. В разд. 5.5 рассмотрим подробнее ДФР в АОК КВr и влияние ДФР на голографические параметры [1, 266].

5.5.1. Теоретическое рассмотрение на основе одноцифровой модели F-центра с F-полосой формы Гелла

Пусть имеется АОК КВr с узкой F-полосой поглощения

$$\sigma(T, \lambda) = \sigma_0(T) e^{-\omega(T; \lambda)^2} \quad (5.10)$$

где σ - сечение поглощения F-центра, $\omega(T, \lambda)$ - относительная расстройка энергии фонона по отношению к центру F-полосы.

Величина σ определяется соотношением

$$\alpha_F = \sigma N_F \quad (5.11)$$

где χ_F обусловлен F -центрами, а

$$\omega(T, \lambda) = \frac{hc}{0,6H(T)} \left[\frac{1}{\lambda_0(T)} - \frac{1}{\lambda} \right] \quad (5.32)$$

Здесь h - постоянная Планка, c - скорость света в вакууме, $H(T)$ - ширина F -полосы на уровне 0,5, $\lambda_0(T)$ - длина волны света в центре F -полосы. Тогда изменение n по отношению к неокрашенному кристаллу Δn можно представить в виде [83]

$$\Delta n = \frac{1}{2\pi^{3/2}} N_F \sigma_0 \lambda e^{-\omega^2} \int_0^{\omega} e^{-t^2} dt. \quad (5.33)$$

Величины N_F и σ_0 могут быть определены из спектров поглощения кристалла с помощью формулы Смакулы для полосы поглощения формы Гаусса [252, с.105]

$$N_F = 0,87 \cdot 10^{17} \frac{n_H}{(n_H^2 + 2)} \frac{H}{f} \chi_{F \text{ макс.}} \quad (5.34)$$

Здесь $\chi_{F \text{ макс.}}$ - показатель поглощения по интенсивности в максимуме F -полосы, f - сила осциллятора, n_H - показатель преломления неокрашенного кристалла.

D окрашенного кристалла в направлении, составляющем угол θ_i с нормалью, согласно (5.17) можно представить в виде

$$D(\theta_i) = 0,434 \frac{\chi + \chi_R + \chi_F}{\cos \theta_i} d = \quad (5.35)$$

$$= 0,434 \frac{\chi d}{\cos \theta_i} + D_F(\theta_i),$$

где $D_F(\theta_i)$ - фоновая D . До обесцвечивания $\chi \approx \chi_F$. После воздействия света в χ дают вклад также F -агрегатные центры.

Дисперсионные кривые $D(\lambda)$ и $\Delta n(\lambda)$, рассчитанные согласно (5.30-5.35) для 20°C и 180°C представлены на рис.34. При расчете $f = 0,80$, $n_H = 1,6$, $H(20^\circ\text{C}) = 0,345$ эВ, $H(180^\circ\text{C}) = 0,48$ эВ, $\lambda_0(20^\circ\text{C}) = 630$ нм, $\lambda_0(180^\circ\text{C}) = 650$ нм [126, 16].

Рассмотрим зависимость $\eta(\lambda)$. Сделаем существенное упрощение, считая, что продукты коагуляции F -центров (гл.образом

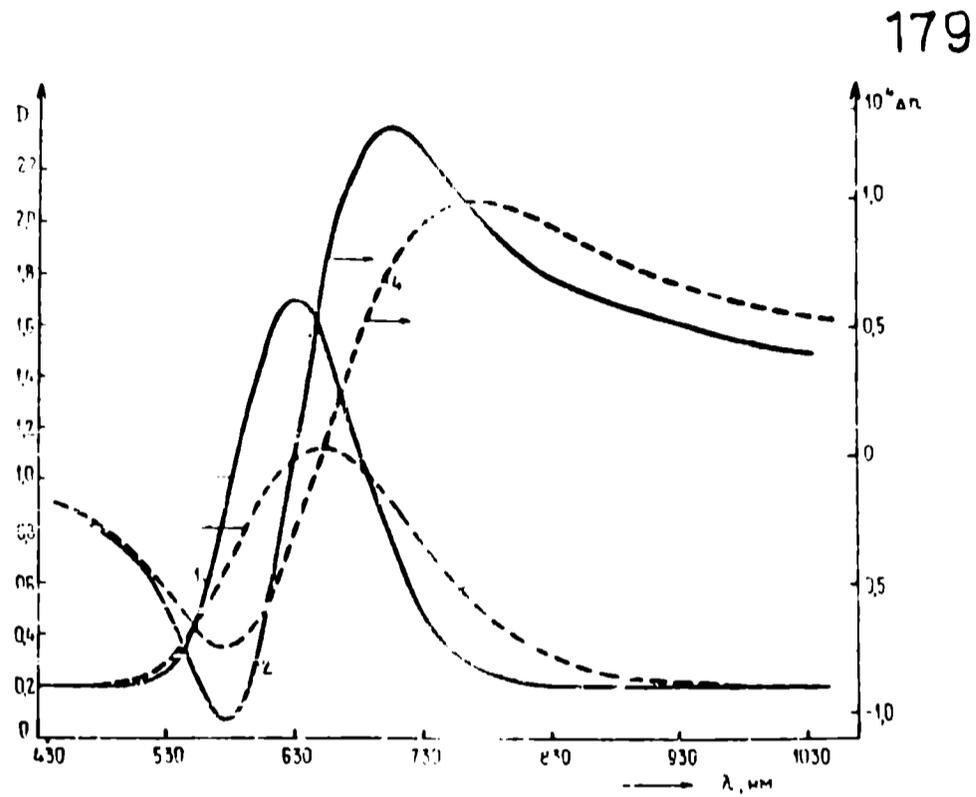


Рис 34. Теоретические зависимости $D(\lambda)$ и $\Delta n(\lambda)$ для аддитивно окрашенного кристалла KBr с $N_F = 0,27 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\Gamma_{\text{max}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 1,7$, $D_\Phi(\theta_i) = 0,2$ и $d = 3 \text{ мм}$ при температурах 20°C (1,2) и 180°C (3,4).

λ - центры) прозрачны. Это неверно в длинноволновой (по отношению к центру F -полосы) части спектра, т.к., там расположена X -полоса и другие F -агрегатные полосы [126,136], но реалистично в коротковолновой части. Об этом свидетельствует изменение спектров поглощения ЛОК KBr при их обесцвечивании. Активное относительное обесцвечивание $m_a = \frac{D_{нач.} - D}{D_{нач.} - D_\phi}$, обусловленное только центрами СЧ, оказывается ($\delta = \pm 10\%$) не зависящим от λ :

$$m_a = const \quad (5.36)$$

В силу (5.13), (5.23), (5.36) $M = \frac{\bar{x}_1}{\bar{x}} = const$. Поэтому для расчета $\eta(\lambda)$ удобно (5.20) представить в виде:

$$\eta = 10^{-D_\phi(\theta_i)} e^{-\alpha_a} \left[\text{sh}^2 \frac{M_a \alpha_a}{4} + \sin^2 \rho \frac{M_a \alpha_a}{4} \right], \quad (5.37)$$

где $\alpha_a = \frac{\bar{x}_0 d}{\cos \theta_i}$ и $\bar{x}_1, \bar{x}_0, M_a, \alpha_a$ для данного кристалла определяются только N_F

Эффективность ДФР для гауссовой F -полосы равна [83]

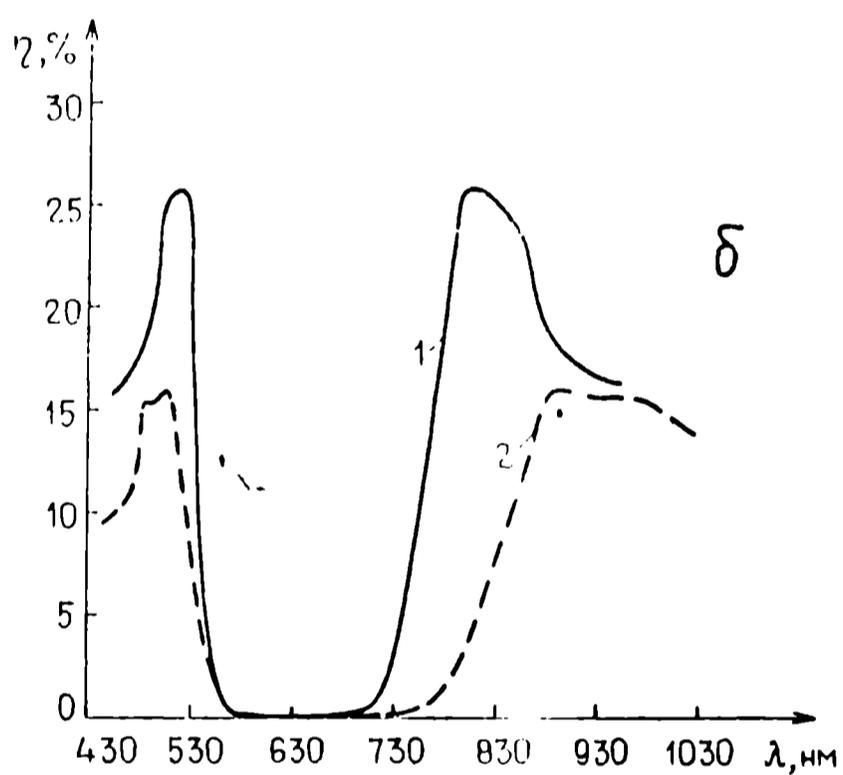
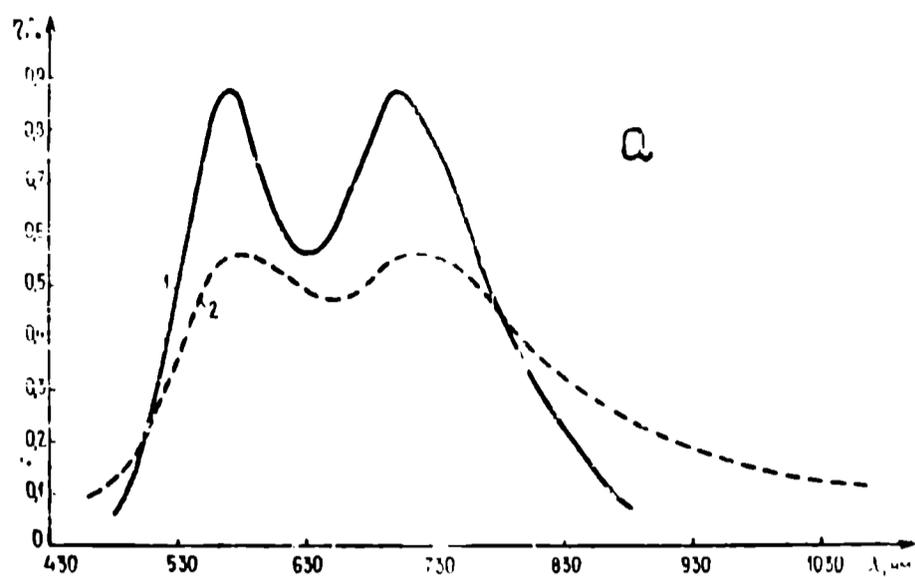
$$\rho = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\omega e^{-t^2} dt \quad (5.38)$$

Зависимости $\eta(\lambda)$, рассчитанные при $M_a = M_{a, макс} = 0,68$ [см. (5.23) и разд. 5.4], $T_2 = 20^\circ C$ и $T_2 = 180^\circ C$ для $D_{нач.} = 1,7$ и $D_{нач.} = 17$ представлены на рис. 35. Вместо (5.37) использовалась формула Кесслера-Коварщика (разд. 1.1.5) дающая заниженные ДЭ. Качественно рис. 35 правильно отражает влияние ДФР на ДЭ. Из рис. 35, а и б видно, что увеличение $D_{нач.}$ сдвигает максимум M -образной кривой $\eta(\lambda)$ от центра F -полосы к краю. Охлаждение Γ до $20^\circ C$ увеличивает ДЭ, т.к. возрастает Δn (рис. 34).

5.5.2. Экспериментальное исследование

Измерение $\eta(\lambda)$ и исследование ДФР проводились лазером

181



181

Рис. 35. Теоретические зависимости $\eta(\lambda)$ для голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr при $D_{\varphi}(\theta_i) = 0,2$, $d = 3$ мм, $M_a = 0,68$, $\cos \theta_i \approx 1$. 1 - $T_2 = 20^\circ\text{C}$; 2 - $T_2 = 180^\circ\text{C}$. а) $D_{\text{НАЧ.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 1,7$; б) $D_{\text{НАЧ.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 17$.

" SPECTRA PHYSICS MODEL 171-03 " на семи линиях (457,9÷528,7 нм) и лазером ЛГ-36А при 632,8 нм (разд.2.2).

Типичные зависимости $\eta(\lambda)$ представлены на рис.36. Сравнивая рис.35 и рис.36 видим, что расчет качественно правильный: с ростом D_0 максимум ДЭ сдвигается в сторону коротких волн. Однако, в силу особенностей реальной зависимости $\rho(\lambda)$ (см. дальше в этом разд.), возможно существование не одного, а нескольких максимумов кривой $\eta(\lambda)$, что имеет место, например, в случае рис.36, а. Также не всегда $\eta(180^\circ\text{C}) < \eta(20^\circ\text{C})$, как следует из расчета. Это связано с релаксацией Γ (разд.5.2.4).

На рис.37 для одной из Γ изображены зависимости $\eta(\lambda)$, $\Delta n(\lambda)$ (где $\Delta n = 2\bar{n}_1$) и $\beta = \frac{\eta_{\text{ФАЗ.}}}{\eta} = \beta(\lambda)$ ($\eta_{\text{ФАЗ.}}$ - вклад фазовой модуляции в η).

При $\lambda = 458\div 530$ нм и 632,8 нм кривые получены из измерений $\eta_1(\lambda)$ ($\eta_1 = \eta$ - ДЭ в первом порядке), $\eta_0(\lambda)$ (η_0 - ДЭ в нулевом порядке) и $D_0(\lambda)$ по формулам Когельника [20]

$$\eta_1 = e^{-\alpha} \left[\text{sh}^2 \frac{M\alpha}{4} + \sin^2 \rho \frac{M\alpha}{4} \right], \quad (5.20)$$

$$\eta_0 = e^{-\alpha} \left[\text{ch}^2 \frac{M\alpha}{4} + \cos^2 \rho \frac{M\alpha}{4} - 1 \right] \quad (5.39)$$

с учетом (5.16-5.19).

$$\beta = \frac{\sin^2 \rho \frac{M\alpha}{4}}{\text{sh}^2 \frac{M\alpha}{4} + \sin^2 \rho \frac{M\alpha}{4}}. \quad (5.40)$$

В области 530÷630 нм кривые рис.37 получены экстраполяцией на основе спектров поглощения $[\alpha(\lambda)M(\lambda)]$ свойств дисперсионных кривых [рис.34, $\Delta n(\lambda)$, $\rho(\lambda)$; линейность $\Delta n(\lambda)$ в центральной части F -полосы и соответствие $\Delta n_{\text{макс.}}$ полуширине F -полосы] и (5.20), (5.36), (5.39), (5.40).

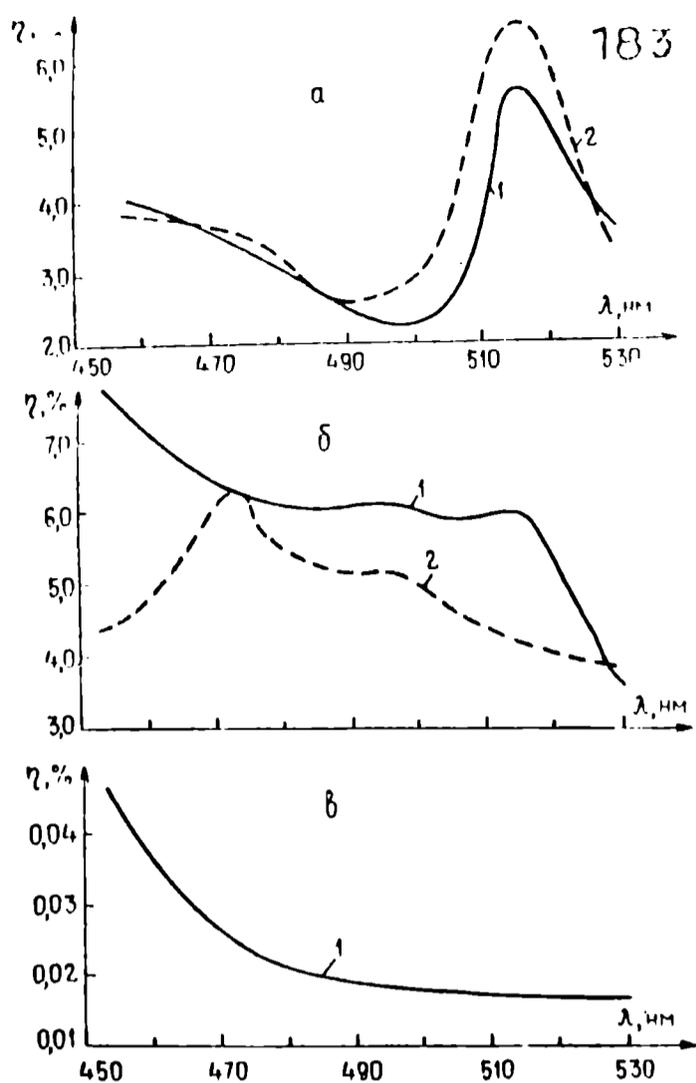


Рис. 36. Экспериментальные зависимости $\eta(\lambda)$ для голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr $\lambda_1 = 514,5$ нм. 1 - $T_2 = 20^\circ\text{C}$; 2 - $T_2 = 180^\circ\text{C}$. а) $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 8,76$; $D_\phi(\theta_i) = 0,44$; $D_0(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 3,7$; $d = 2,67$ мм, $\Lambda = 1,5$ мкм; б) $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 4,21$, $D_\phi(\theta_i) = 0,21$, $D_0(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 2,3$; $d = 1,48$ мм; $\Lambda = 1,5$ мкм; в) $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 20$, $D_\phi(\theta_i) = 1,0$, $D_0(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 19,3$; $d = 3,16$ мм, $\Lambda = 10$ мкм.

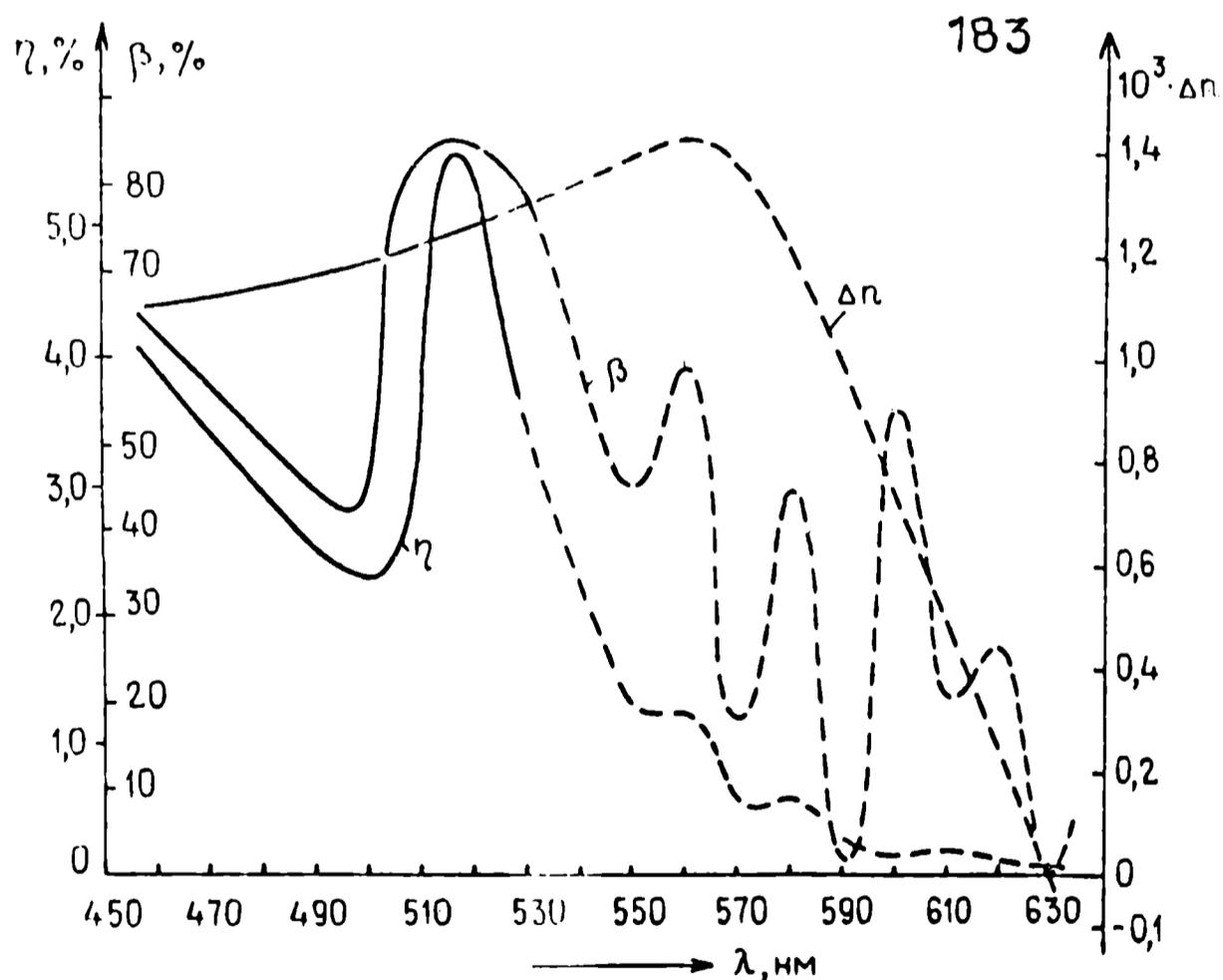


Рис. 37. Экспериментальные зависимости $\eta(\lambda)$, $\Delta n(\lambda)$ и $\beta = (\eta_{\text{фаз.}}/\eta) = \beta(\lambda)$. $\Lambda = 1,5$ мкм. Сплошные линии - прямое измерение, прерывистые - экстраполяция. $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = 514,5$ нм, $\lambda_2 = \lambda$. $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 8,76$; $D_\phi(\theta_i) = 0,44$; $D_0(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 3,7$; $d = 2,67$ мм.

Из рис.37 видно, что вклад фазовой модуляции может превысить 80% и осциллирует с λ . Последнее связано с большой величиной Δn . Об этом свидетельствуют также наблюдаемые при считывании "шум" рассеяния (разд.1.2.4.7) и изменение θ_B в процессе записи.

Экспозиция около 1 кДж/см^2 (514,5 нм) одним лучом иногда приводит к увеличению его расходимости более 50 раз вследствие образования своеобразной линзы. Расчет ее параметров (разд.2.6) дает $\Delta n \approx 10^{-2}$.

Несмотря на тщательный отжиг, нам не удалось получить - полосы формы Гаусса. В центральной части Γ -полосы наших кристаллов убывает несколько быстрее гауссовой полосы, а по краям - значительно медленнее (ср.рис.21 и 34). Видимо поэтому при $\lambda = 520 \div 630 \text{ нм}$ $|\rho_{\text{эксп.}}| > |\rho_{\text{теор.}}|$ а при $\lambda < 520 \text{ нм}$ - $|\rho_{\text{эксп.}}| < |\rho_{\text{теор.}}|$ (рис.38). Это, в частности, приводит к тому, что при $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$ β может составить до 8% вместо 0,25% для Γ -полосы формы Гаусса, а при $T_2 = 180^\circ\text{C}$ - до 54% вместо $\beta \leq 4\%$ [145]. Т.о., Γ в АОК КВr на длине волны He-Ne лазера могут быть амплитудными или амплитудно-фазовыми в зависимости от T .

Природа резкого спада $\rho(\lambda)$ в области 495-505 нм не ясна. Возможно она связана с примесями или с K -полосой [126,174].

Γ в оптически плотных АОК КВr приводят к ярко выраженному эффекту Бормана [112] - увеличению пропускания (τ) при угле Брегга. Так, при $\theta = \theta_B$, $\lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$ и $D_0 = 3,7 \tau$ в 10-15 раз превышает τ при $\theta \neq \theta_B$.

5.6. Предельные характеристики голограмм в ФХМ на примере аддитивно окрашенных кристаллов КВr

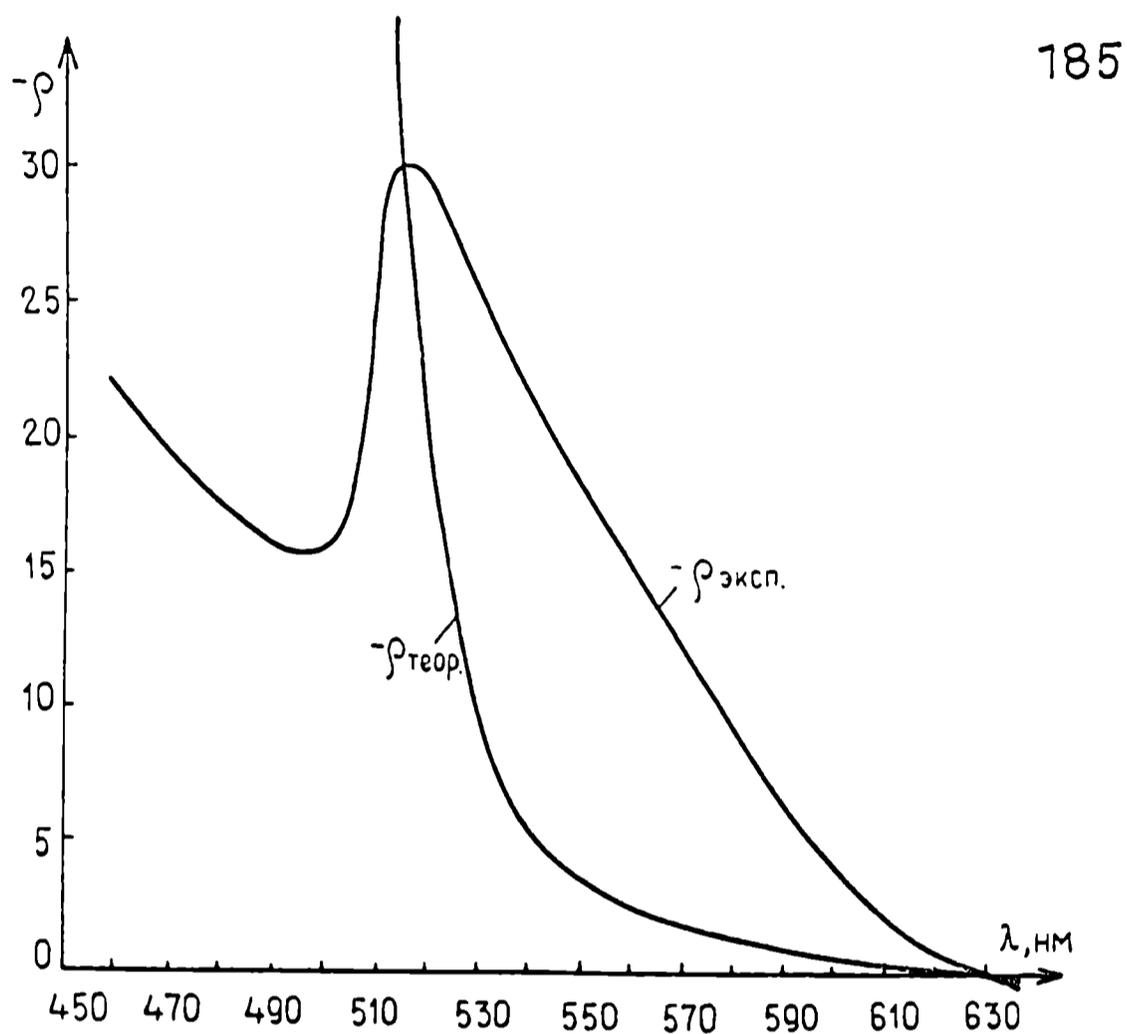


Рис. 38. Спектральная зависимость эффективности дисперсионной фоторефракции (ρ) в аддитивно окрашенном кристалле KBr — $\rho_{\text{теор.}}$ — для гауссовой F -полосы, — $\rho_{\text{эксп.}}$ — экспериментальная.

5.6.1. Расчет на основе одноосцилляторной модели

F-центра с F-полосой формы Гаусса

Получим выражения для $\eta_{\text{макс.}}$, $W_{\text{мин.}}$ и необходимой для их достижения $D_{\text{нач.}}$ (измеренной в максимуме F-полосы при 20°C и 630 нм) для F-полосы ГАУССА.

Из (5.37) следует, что $\eta_{\text{макс.}}$ достигается при $\alpha_a = \alpha_{a \text{ опт.}}$, определяемом трансцендентным уравнением

$$\text{ch} \left[\frac{\mu_a \alpha_a}{2} - \frac{1}{2} \ln \frac{2 + \mu_a}{2 - \mu_a} \right] = \sqrt{\frac{1 + (\mu_a \rho / 2)^2}{1 - (\mu_a / 2)^2}} \times \quad (5.41)$$

$$\times \cos \left[\rho - \frac{\mu_a \alpha_a}{2} - \text{arctg} \frac{\mu_a \rho}{2} \right]$$

Для амплитудных Г ($\rho = 0$)

$$\alpha_{a \text{ опт.}} = \frac{2}{\mu_a} \ln \frac{2 + \mu_a}{2 - \mu_a}, \quad (5.42)$$

а для фазовых - ($\rho \gg 1$)

$$\alpha_{a \text{ опт.}} = \frac{4}{\mu_a \rho} \text{arctg} \frac{\mu_a \rho}{2}. \quad (5.43)$$

Выражение (5.43) позволяет найти предельное значение $\eta = \eta_{\text{пред.}}$.

Из (5.37) и (5.43) при $\rho \rightarrow \infty$ получим

$$\eta_{\text{пред.}} = 10^{-D_{\Phi}(\theta_i)}, \quad (5.44)$$

что при $D_{\Phi}(\theta_i) = 0,2$ дает $\eta_{\text{пред.}} = 63,1\%$.

Найдем $D_{\text{нач.}}(\lambda)$, необходимые для достижения $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$ для следующих вариантов записи и считывания Г:

I. $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$;

II. $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_0(180^\circ\text{C}) = 650 \text{ нм}$, $\lambda_2 = \lambda$,

III. $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$,

IV. $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_0(180^\circ\text{C}) = 650 \text{ нм}$, $\lambda_2 = \lambda$.

Для достижения $\mu_{a \text{ макс.}}$ при обесцвечивании ФХМ должно быть

$D_{\text{нач.}} \approx 2,5D_0$ [83]. Исходя из этого и используя выражение, определяющее α_a (5.37), соотношение

$$\alpha_a(T_2, \lambda_2) = \frac{\phi(T_2, \lambda_2)}{\phi(T_1, \lambda_1)} \alpha_a(T_1, \lambda_1), \quad (5.45)$$

а также (5.30), (5.31), (5.35), получим

$$\frac{D_{\text{нач.}}}{\cos \theta_i} = 1,087 \frac{\phi_0(20^\circ\text{C})}{\phi(T_2, \lambda_2)} \alpha_{a \text{ опт.}}(T_2, \lambda_2) + D_\phi(\theta_i) \quad (5.46)$$

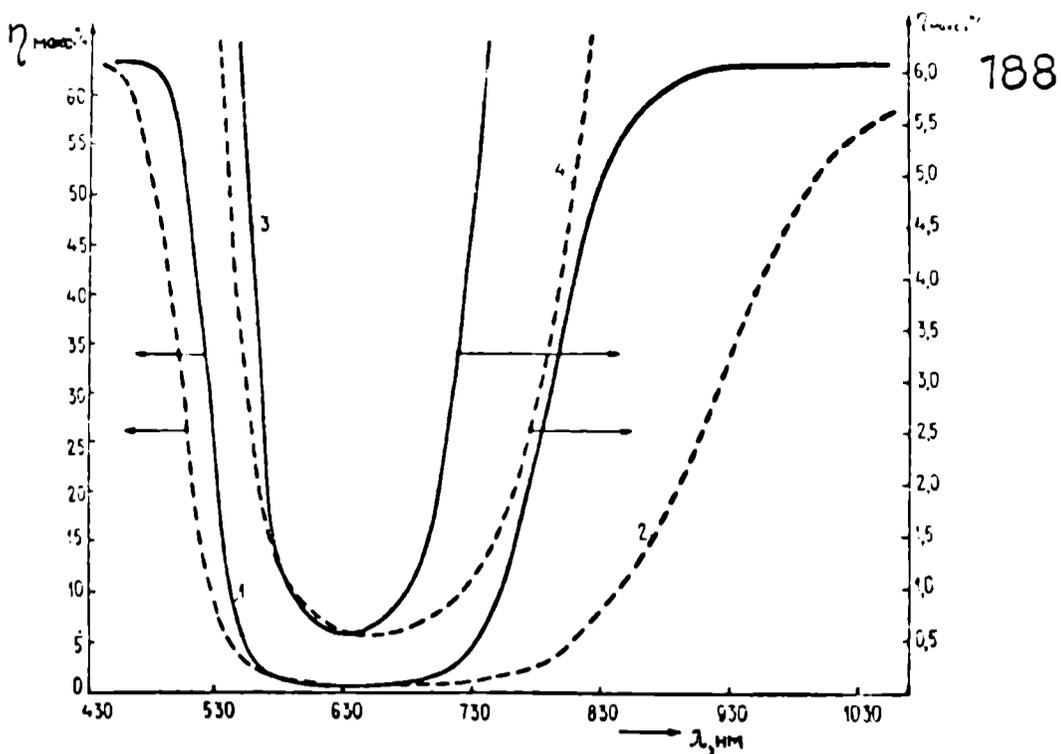
Из (5.46) следует, что $D_{\text{нач.}}$ зависит только от $T_2, \lambda_2 = \lambda$. Поэтому $\frac{1}{\cos \theta_i} D_{\text{нач.}}(\lambda)$ совпадают в случаях I, II и III, IV.

Найдем $W_{\text{мин.}}$. В силу того, что $\eta_{\text{макс.}}$ (рис. 25) как правило соответствует начальным участкам кривых $m_{\text{макс.}}(t)$ и $m_{\text{мин.}}(t)$ которые приблизительно линейны (рис. 22), $W_{\text{мин.}} \approx W_{\text{макс.}}$ (гл. 4). Используя результаты [83] и (5.45), получим общее выражение

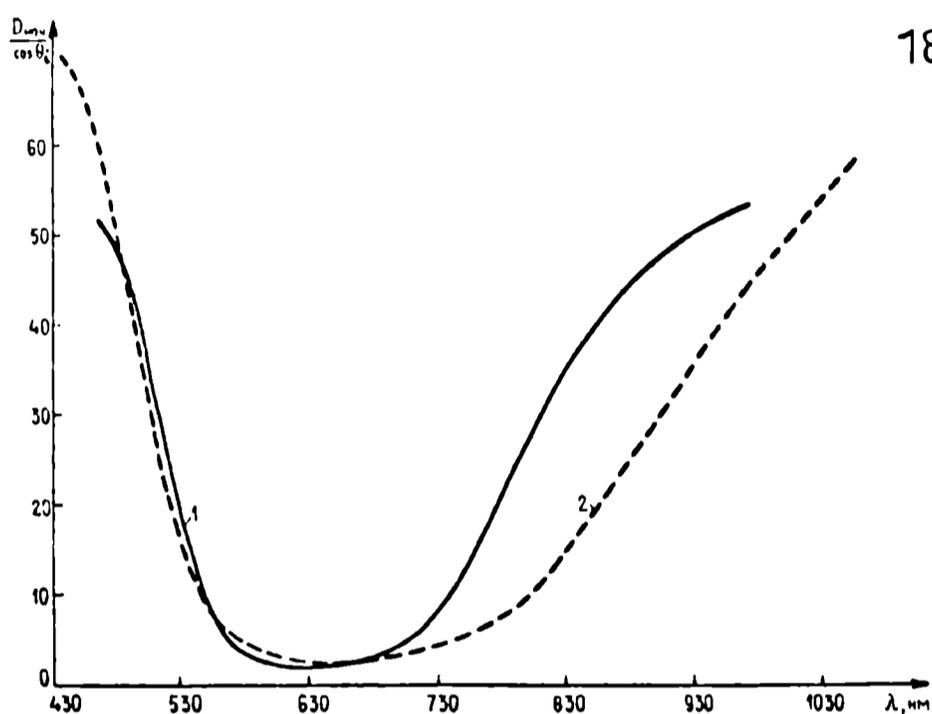
$$W_{\text{мин.}} = \frac{hc}{\varphi} \frac{1}{\lambda_1 \phi(T_1, \lambda_1) \eta_{\text{макс.}}(T_2, \lambda_2)} \times \ln \frac{\exp \left[2,5 \frac{\phi(T_1, \lambda_1)}{\phi(T_2, \lambda_2)} \alpha_{a \text{ опт.}}(T_2, \lambda_2) \right] - 1}{\exp \left[\frac{\phi(T_1, \lambda_1)}{\phi(T_2, \lambda_2)} \alpha_{a \text{ опт.}}(T_2, \lambda_2) \right] - 1} \quad (5.47)$$

В случае реакции $F \rightarrow X$ в док К Вр $\varphi_{\text{макс.}} = 2,4 \cdot 10^{-5}$.

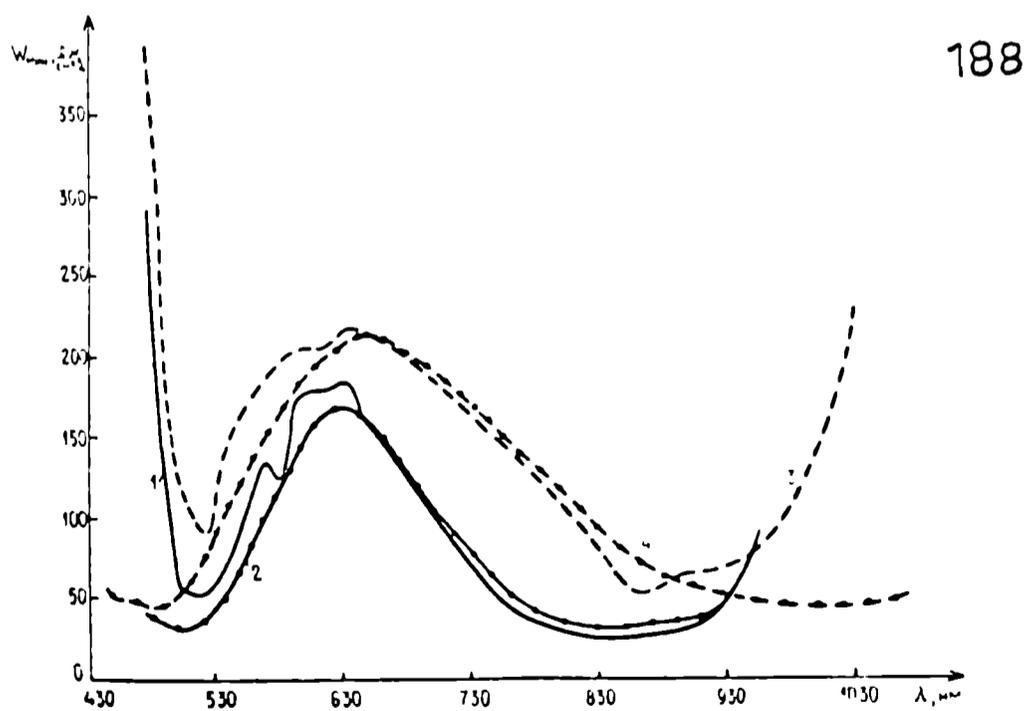
Зависимости $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$, $D_{\text{нач.}}(\lambda)$ и $W_{\text{мин.}}(\lambda)$, рассчитанные по формулам, несколько отличным от (5.37), (5.41-5.43) [266] следующим из формулы Кесслера-Коварщика, представлены на рис. 39-41. Зависимости $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$, $D_{\text{нач.}}(\lambda)$, $W_{\text{мин.}}(\lambda)$, следующие из (5.37), (5.41-5.43), в центральной части F-полосы (550-740 нм) дают $\eta_{\text{макс.}}$ больше на 70-84%, $D_{\text{нач.}}$ больше на 30-36%, $W_{\text{мин.}}$ - меньше на 25-42%. При $\lambda > 740$ нм и $\lambda < 550$ нм отличие не больше нескольких %. Качественно рис. 39-41 правильно отражают спектральные зависимости $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$, $\frac{D_{\text{нач.}}(\lambda)}{\cos \theta_i}$, $W_{\text{мин.}}(\lambda)$ для



188
Рис. 39. Зависимости $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$, рассчитанные для $T_2 = 20^\circ\text{C}$ (1, 3) и $T_2 = 180^\circ\text{C}$ (2, 4) при $M_a = 0,68$ и $D_\varphi(\theta_i) = 0,2$. Кривые 3, 4 - увеличенные нижние участки кривых 1, 2.



188
Рис. 40. Зависимости (1 - $T_2 = 20^\circ\text{C}$, 2 - $T_2 = 180^\circ\text{C}$) начальной оптической плотности $D_{\text{нач.}}(\lambda)$ соответствующей 20°C и 630 нм и необходимой для достижения $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$ на рис. 39.



188
Рис. 41. Зависимости $W_{\text{мин.}}(\lambda)$ для вариантов голографической записи-считывания I - IV (соответственно кривые 1-4) и Г - полосы Гаусса. $\varphi = 2,4 \cdot 10^{-5}$, $\sigma(180^\circ\text{C}, 650 \text{ нм}) = 2,64 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

гауссовой F -полосы.

Из рис. 39-41 следуют некоторые общие выводы относительно оптимизации записи Γ в ФХМ с F -полосой формы Гаусса:

- 1) предельные $\eta_{\text{макс.}}$ достижимы только на краях F -полосы;
- 2) для достижения $\eta_{\text{макс.}}$ необходимы большие $D_{\text{нач.}}(\lambda_0) = 10 \div 50$;
- 3) смещение λ_2 от центра F -полосы уменьшает $W_{\text{мин.}}$, не увеличивая в то же время $S_{\text{эксп.}}(1,8)$ [23].

Развитый подход позволяет сделать общую предельную оценку $W_{\text{мин.}}$ для ФХМ. Из (5.43) следует, что для Γ с большой ДЭ ($\rho \rightarrow \infty$) $\alpha_{\text{а.опт.}} \rightarrow 0$. С учетом этого из (5.47) найдем

$$W_{\text{мин.}} = \frac{1}{\varphi \eta_{\text{макс.}}} \frac{\hbar \omega_1}{\sigma_1}, \quad (5.48)$$

где $\omega_1 = \frac{2\pi c}{\lambda_1}$, $\sigma_1 = \sigma(T_1, \lambda_1)$. Отсюда видно, что для осуществления эффективной записи Γ в ФХМ необходимы высокий квантовый выход, малые потери и большое сечение поглощения при записи.

Кроме того, используемая полость поглощения должна быть в красной или инфрокрасной области спектра. Подставив в (5.48) предельные значения параметров $\varphi = 1$, $\eta_{\text{макс.}} = 100\%$, получим

$$W_{\text{пред.}} \approx 10^{-2} \frac{\hbar \omega_1}{\sigma_1}, \quad (5.49)$$

что при $\lambda_1 = 632,8$ нм (He-Ne лазер) и $\sigma_1 = 2,64 \cdot 10^{-16}$ см² (случай F -центров в KBr при 180°С) дает $W_{\text{пред.}} = 1,17 \cdot 10^{-5}$ Дж/(см²%). Такой СЧ обладают только лучшие высокоразрешающие фотоэмульсии при усилении записи в процессе проявления в 10^6 раз [22].

5.6.2. Расчет на основе экспериментальных данных

Полученная из голографических измерений зависимость (рис. 38) и измеренная по спектрам поглощения (рис. 21) зависи-

мость $\rho_{\text{эксп.}}(\lambda)$ для F-полосы АОК KBr позволили получить реальные зависимости $\eta_{\text{макс}}(\lambda)$, $D_{\text{нач.}}(\lambda)$ и $W_{\text{мин.}}(\lambda)$. Однако сначала два замечания.

Во-первых, спектры поглощения для АОК KBr с $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 1 \pm 20$ показали, что $D_{\text{ф}} \neq \text{const}$, а

$$D_{\text{ф}} \approx 0,05 D_{\text{нач.}} \quad (20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) \quad (5.50)$$

т.е., фоновое поглощение растет с N_{F} .

Во-вторых, при записи Γ в синезеленой области спектра получалось [согласно (5.20) и (5.39)] $M_{\alpha} > M_{\alpha \text{ макс. } 632,8 \text{ нм}} = 0,68$. Это, видимо, связано с тем, что из-за меньшего поглощения Γ получаются более однородными и увеличивается их контраст. Так при $\lambda_1 = 514,5 \text{ нм}$ и $\lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$ было получено $\eta = 0,80\%$, что больше $\eta_{\text{макс.}} = 0,26\%$ при $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}$. Поэтому для расчетов ниже взято $M_{\alpha} = 1$.

С учетом (5.50) (5.37), (5.41-5.43), (5.46) приобретают вид:

$$\eta = e^{-\beta \alpha_a} \left[\text{sh}^2 \frac{M_{\alpha} \alpha_a}{4} + \sin^2 \rho \frac{M_{\alpha} \alpha_a}{4} \right], \quad (5.51)$$

где

$$\beta = 1 + 0,1315 \frac{\sigma_0(20^\circ\text{C})}{\sigma(T_2, \lambda_2)},$$

$$\text{ch} = \left[\frac{M_{\alpha} \alpha_a}{2} - \frac{1}{2} \ln \frac{2\beta + M_{\alpha}}{2\beta - M_{\alpha}} \right] = \sqrt{\frac{1 + (M_{\alpha} \rho / 2\beta)^2}{1 - (M_{\alpha} / 2\beta)^2}} \quad (5.52)$$

$$\times \cos \left[\rho \frac{M_{\alpha} \alpha_a}{2} - \text{arctg} \frac{M_{\alpha} \rho}{2\beta} \right], \quad (5.53)$$

для амплитудных Γ

$$\alpha_{\alpha \text{ опт.}} = \frac{2}{M_{\alpha}} \ln \frac{2\beta + M_{\alpha}}{2\beta - M_{\alpha}}, \quad (5.54)$$

а для фазовых

$$\alpha_{\text{а.опт.}} = \frac{4}{\mu_{\text{а.р}}} \operatorname{arctg} \frac{\mu_{\text{а.р}}}{2b}; \quad (5.55)$$

$$\frac{D_{\text{нач.}}}{\cos \theta_i} = 1,144 \frac{\omega_0(20^\circ\text{C})}{\omega(T_2, \lambda_2)} \alpha_{\text{а.опт.}}(T_2, \lambda_2) \quad (5.56)$$

Результаты расчета согласно (5.51-5.56) и (5.47) при $\mu_{\text{а}} = 1$, $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ отражены на рис.42. Вариант $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ по $\eta_{\text{макс.}}$ и $W_{\text{мин.}}$, видимо, является оптимальным для записи Г в АОК КВr и представляет наибольший интерес для приложений (например, для архивной оптической памяти). Применение и исследование варианта $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$ затруднено реакцией $X \rightarrow F$ (разд.5.2.4).

Сравнивая рис.42 и рис.39-41 видим, что в центральной части F-полосы реальные $\eta_{\text{макс.}}$ больше, а $D_{\text{нач.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ - меньше, чем для гауссовой F-полосы. Это связано с $|\rho_{\text{эксп.}}| > |\rho_{\text{теор.}}|$ (рис.38). Качественно зависимости $\eta_{\text{макс.}}(\lambda)$, $D_{\text{нач.}}(\lambda)$ и $W_{\text{мин.}}(\lambda)$ те же, что и для F-полосы Гаусса за исключением максимума при 620÷630 нм для $D_{\text{нач.}}(\lambda)$. На краю F-полосы ($\lambda < 510$ нм) $\eta_{\text{макс.}}$ убывает, а $D_{\text{нач.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ возрастают за счет спада $|\rho_{\text{эксп.}}(\lambda)|$.

Уже первоначальные измерения с $D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 5:9$ при $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм дали $\eta_{\text{макс.}} = 12,1\%$ и $W_{\text{мин.}} = 0,65$ кДж/(см²%), что существенно лучше $\eta_{\text{макс.}} = 0,26\%$ и $W_{\text{мин.}} = 1,25$ кДж/(см²%) при $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм и качественно подтвердили выводы (разд.5.5.1 и 5.6.1) о преимуществах записи с использованием ДФР на краю F-полосы.

Первые эксперименты с кристаллами, приблизительно оптимизированными по $D_{\text{нач.}}$ согласно рис.42 [$D_{\text{нач.}}(20^\circ\text{C}, 630 \text{ нм}) = 1:2$] при $T_1 = T_2 = 180^\circ\text{C}$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм дали $W_{\text{мин.}} = 14$ Дж/(см²%) и $\eta_{\text{макс.}} = 8\%$. Т.о., подтверждена обоснованность сделанных расчетов. Об этом же свидетельствует достижение $\eta = 35\%$ в не-

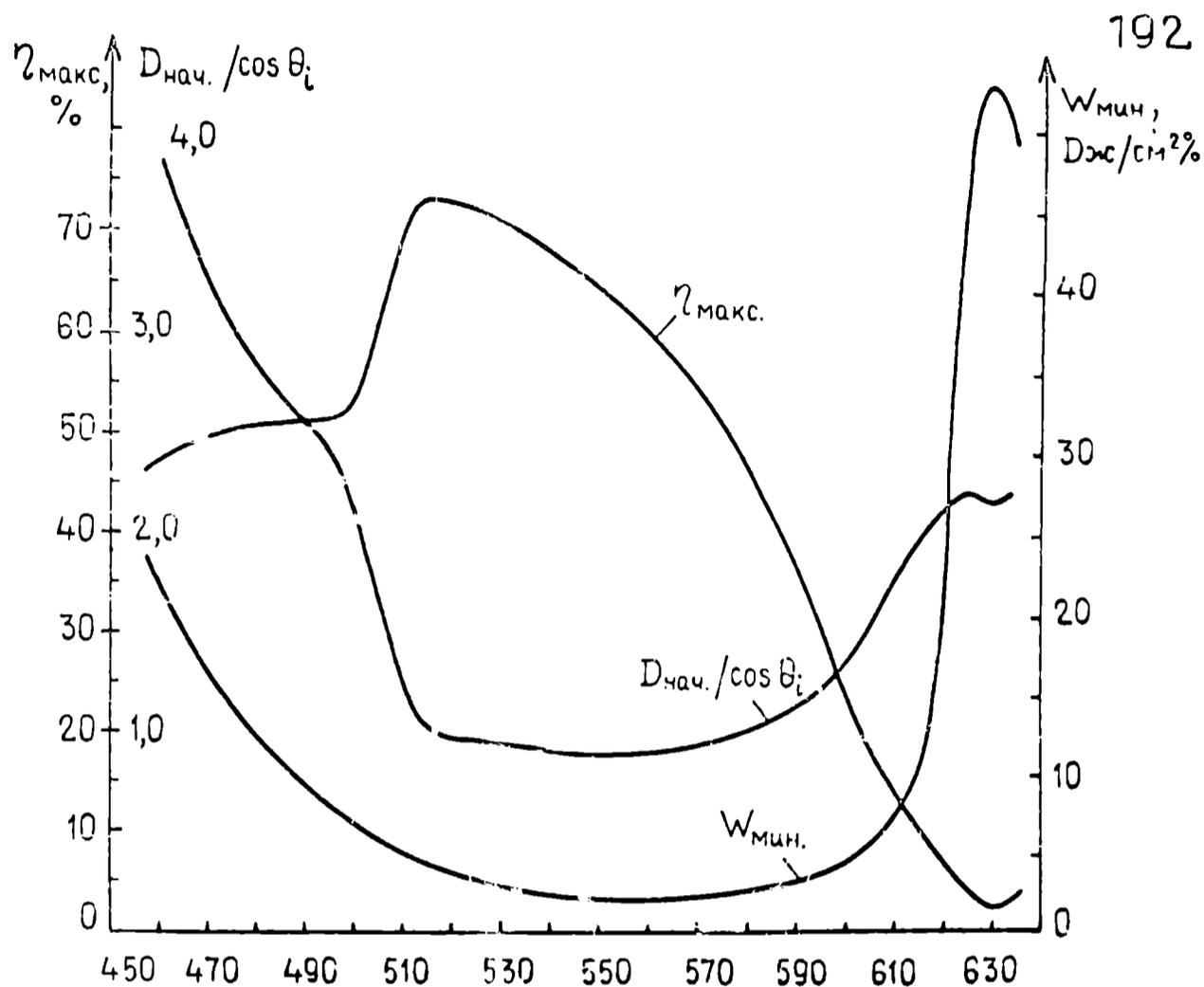


Рис. 42. Спектральные зависимости η_{max} , W_{min} и необходимой для их достижения $D_{\text{нач.}}$ (соответствующей 20°C и 630 нм), рассчитанные на основе экспериментальных данных при $T_1 = 180^\circ\text{C}$, $T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, $\mu_a = 1$, $D_\varphi(\theta_i) = \frac{0,05}{\cos \theta_i} D_{\text{нач.}}$ (20°C , 630 нм).

данней работе [267] с использованием реакции $F \rightarrow X$ и ДФР в АОК KCl .

Следует подчеркнуть, что сдвиг λ_2 от центра F -полосы в KBr не только уменьшает $W_{\text{мин.}}$ и $W_{\text{макс.}}$, но и увеличивает $S_{\text{эсп.}}$ и $S_{\text{эфф.}}$ (табл. I9). Последнее невозможно для ФХМ с гауссовыми F -полосами [23]. Резюмируя можно сказать, что использование ДФР значительно увеличивает как дэ, так и сч.

5.6.3. Возможности оптимизации

Голографические параметры АОК KBr можно значительно улучшить при тщательной оптимизации методики выращивания и обработки кристаллов, их параметров ($D_{\text{нач.}}$ и d , вид и N примесей), режима записи (M , $I_{\text{зап.}}$, $t_{\text{зап.}}$)

Действительно, реакция $F \rightarrow X$ очень чувствительна уже к малым N ($\approx 0,01$ вес.%) примесей [25]. Некоторые специально введенные примеси (например, Na в KBr и KCl) увеличивают сч при одновременном изменении T_1 и условий освещения.

Для определения оптимальных M и $I_{\text{зап.}}$ необходимо исследование $\beta_F(I)$, $m_{\text{нас.}}(I)$ (разд. 5.1) и МПФ (см. разд. I.I.I и 5.4) при $\lambda \neq 632,8$ нм.

Выигрыш в $\eta_{\text{макс.}}$ и $W_{\text{мин.}}$ может дать нелинейный режим записи (разд. 3.I.3, 262) при соответствующем выборе M , $I_{\text{зап.}}$, $t_{\text{зап.}}$.

Хорошие результаты получены в электролитически окрашенных кристаллах KBr [147]: $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\eta_{\text{макс.}} = 1,8\%$, $W_{\text{мин.}} = 32$ Дж/(см²%), $S_{\text{эсп.}} = 1,55 \cdot 10^{-2}$ см²/Дж, что свидетельствует о важности методики выращивания и окрашивания.

Результаты гл. 5 не претендуют на представление АОК KBr оптимальной ГРС. Однако они свидетельствуют о перспективности ФХМ с использованием реакции $F \rightarrow X$ и ДФР.

Г л а в а 6

ТОНКИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ В АМОРФНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ТИПА $As-Se$ и $As-S$

Интерес к АП пленкам обусловлен, во-первых, интересом к особенностям фотофизических процессов в нетрадиционных, аморфных материалах и, во-вторых, — рядом присущих им ценных прикладных свойств: большими фотоиндуцированными $\Delta\chi$ и Δn , что позволяет достичь высокой ДЭ, возможность получения больших образцов, относительной простотой и дешевизной изготовления.

6.1. Кинетика фотоиндуцированного изменения

пропускания и отражения АП пленок типа $As-Se$ и $As-S$.

Кинетические зависимости $\tau(t)$ АП пленок $As-Se$ и $As-S$ отличаются качественно и количественно (рис.43). В случае $As-Se$ по наклону можно выделить три участка кривой $\tau(t)$, а в случае $As-S$ — только два. (Впрочем, в [158] получены кривые $\tau(t)$ с двумя участками для пленок As_2Se_3 и $As-Se-I$) Кроме того, хотя облучение и измерение в обоих случаях велось в области края поглощения, относительное изменение τ больше в случае $As-Se$. Сказанное относится не только к $As_{70}Se_{30}$ и $As_{20}S_{80}$ (рис.43), но и к пленкам других составов, хотя влияние состава на $\tau(t)$ специально не исследовалось.

Изменение τ в АП сопровождается значительным изменением R (рис.44), обусловленным большим Δn (табл.II) и МВО (разд. 7.4). МВО в АП пленках существенно не только в спектральной области прозрачности, но, при достаточно малом d (гл.3), и в области заметного поглощения [170].

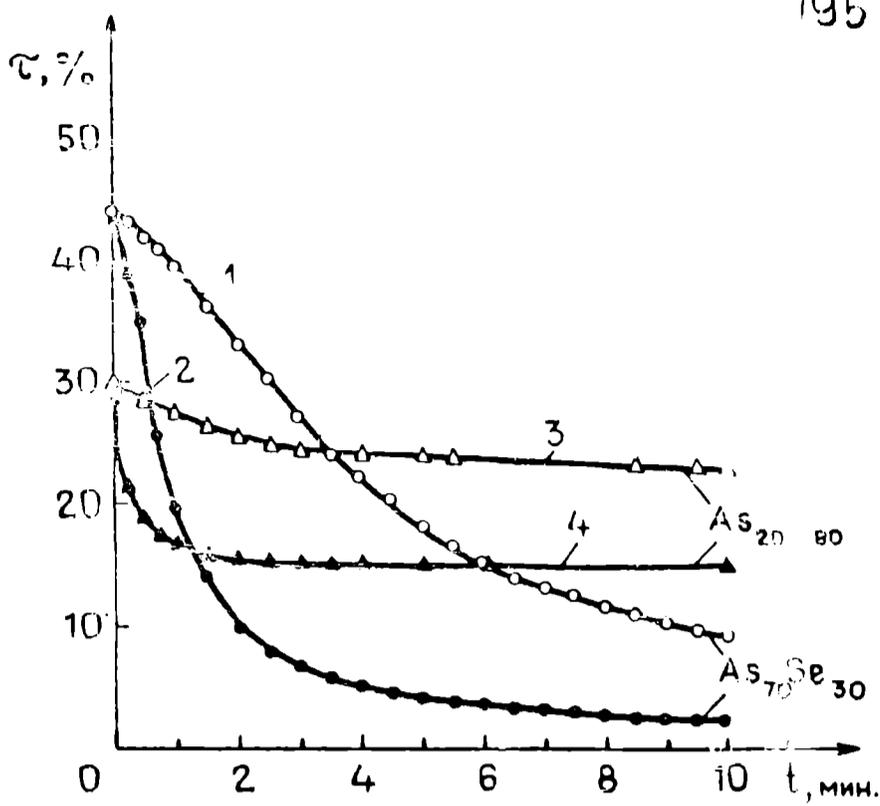


Рис. 43. Кинетика фотоиндуцированного изменения пропускания в ЛП пленках $As_{70}Se_{30}$ и $As_{20}S_{80}$.
 1 - $\lambda = 632,8$ нм, $I = 0,18$ Вт/см²; 2 - $\lambda = 632,8$ нм, $I = 0,79$ Вт/см²; 3 - $\lambda = 488,0$ нм, $I = 0,1$ Вт/см²; 4 - $\lambda = 488,0$ нм; $I = 0,79$ Вт/см².

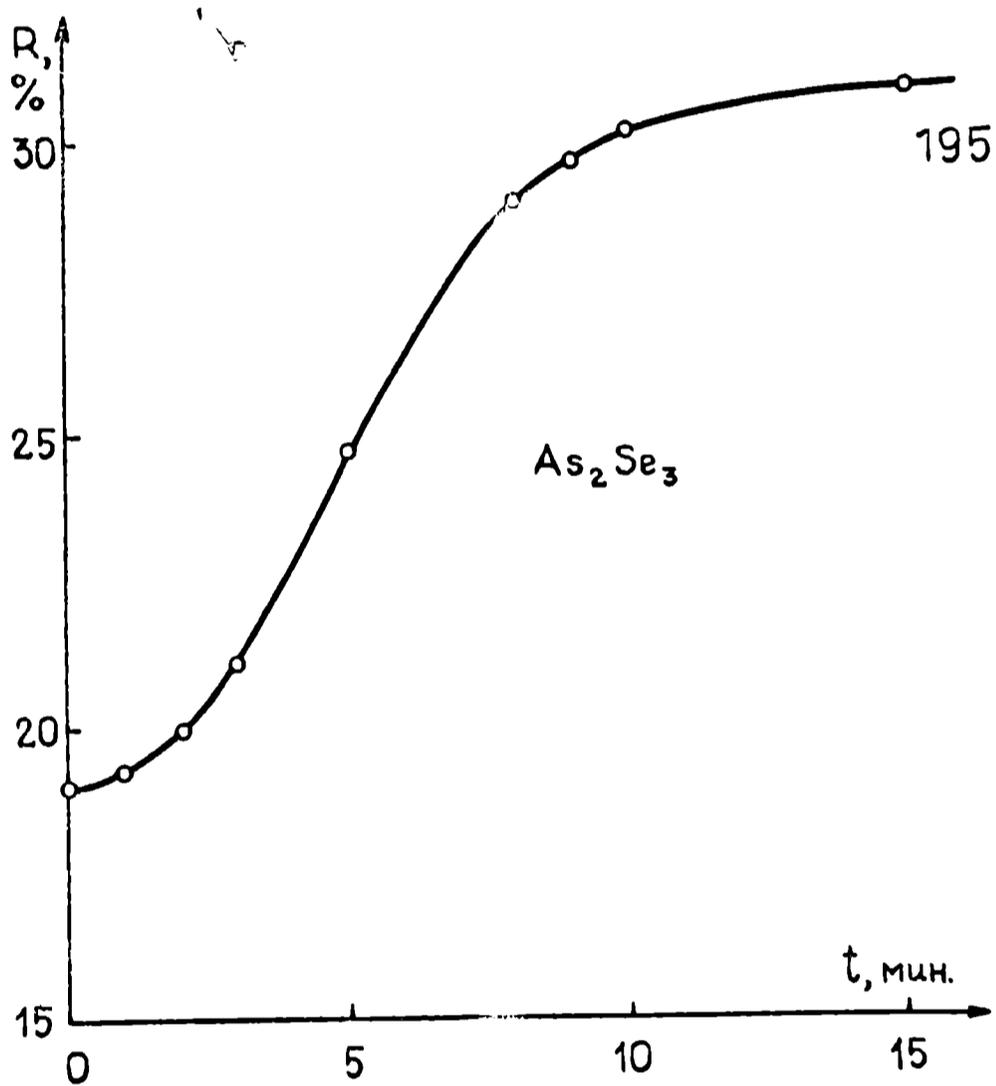


Рис. 44. Кинетика фотоиндуцированного изменения отражения в ЛП пленке As_2Se_3 при $\lambda = 632,8$ нм и $I = 0,51$ Вт/см².

Таблица 2I

Голографические параметры АП пленок типа As-Se и As-S.

$$T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}; M(632,8\text{нм}) = 0,997; M(488,0\text{нм}) = 0,980; R_{1\text{нач.}} = 0,23;$$

$$R_{2\text{нач.}} = R_{3\text{нач.}} = 0,04; d_0(632,8\text{нм}) = 1,80\text{ мм}; d_0(488,0,0\text{нм}) = 3,50\text{ мм}$$

Состав АП пленки (атомные %)	d , мкм	λ_1 , нм	λ_2 , нм	$\alpha_{\text{нач.}}(\lambda_1)$ мм ⁻¹	$\alpha_{\text{нач.}}(\lambda_2)$ мм ⁻¹	Λ , мкм	$I_{\text{зап.}}$, Вт/см ²	$\eta_{\text{нкс.}}$, %	$W_{\text{мин.}}$, Дж/(см ² %)
As ₇₀ Se ₃₀	3	632,8	632,8	158,6	156,8	12,2	0,64	1,77	6,87
As ₇₀ Se ₃₀	3	632,8	632,8	158,6	158,6	12,2	0,059	3,38	5,24
As ₉₁ Se ₉	2	632,8	632,8	457,5	457,5	12,2	0,64	4,65	3,98
As ₂₅ S ₇₅	7	488,0	488,0	123,3	123,3	7,8	0,78	0,80	2,00
As ₂₅ S ₇₅	7	488,0	488,0	123,3	123,3	52,6	0,78	0,12	14,8
As ₃₇ S ₆₃	3	488,0	488,0	422,6	422,6	12,2	0,008	1,08	1,30
- " -	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Состав АП ПЛЕНКИ (атомные %)	$\eta_{\text{МАКС.}}$, %	$W_{\text{МАКС.}}$, Дж/(см ² %)	$S_{\text{ЭКСП.}}$, см ² /Дж	$S_{\text{ЭФФ.}}$, см ² /Дж	$S_{\text{ЭКСП. МАКС.}}$, см ² /Дж	$\Phi OЭ_{\text{НКС.}}$, (%см) ² /Дж	$\Phi OЭ_{\text{МАКС.}}$, (%см) ² /Дж
As ₇₀ Se ₃₀	2,25	7,97	0,011	0,0985	0,014	0,26	0,28
As ₇₀ Se ₃₀	4,16	63,7	0,010	0,093	0,013	0,65	0,065
As ₉₁ Se ₉	4,65	3,98	0,0785	0,55	0,0795	1,20	1,20
As ₂₅ S ₇₅	1,30	6,00	0,042	0,30	0,043	0,40	0,22
As ₂₅ S ₇₅	0,28	27,9	0,021	0,15	0,0215	0,008	0,01
As ₃₇ S ₆₃	1,63	11,8	0,065	0,45	0,065	0,83	0,14
— — — — —	—	—	—	—	—	—	—

Таблица 22

Влияние состава ЛП пленок типа $As-Se$ и $As-S$
на голографические параметры.

$$d = 2 \div 4 \text{ мкм}; T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}; \Lambda = 12,2 \text{ мкм};$$

$$M(632,8\text{нм}) = 0,997; M(488,0\text{нм}) = 0,980;$$

$$I_{\text{зап.}}(632,8\text{нм}) = 0,64 \text{ Вт/см}^2; I_{\text{зап.}}(488,0\text{нм}) =$$

$$0,08 \text{ Вт/см}^2. \text{ В случае } As_{25}S_{75} d = 7 \text{ мкм},$$

$$\Lambda = 7,8 \text{ мкм}, I_{\text{зап.}}(488,0\text{нм}) = 0,78 \text{ Вт/см}^2.$$

Состав ЛП пленки (атомные %)	$\lambda_1,$ нм	$\lambda_2,$ нм	$\eta_{\text{макс.}}$ %	$W_{\text{макс.}}$ Дж/(см ² %)	$\Phi D \Theta_{\text{макс.}}$ (%) ² /Дж
$As_{22}Se_{78}$	632,8	632,8	$0,45 \cdot 10^{-2}$	2330	$1,0 \cdot 10^{-6}$
As_2Se_3	632,8	632,8	3,60	117	0,031
$As_{56}Se_{44}$	632,8	632,8	0,23	91,3	0,0035
$As_{70}Se_{30}$	632,8	632,8	5,90	11,7	0,50
$As_{80}Se_{20}$	632,8	632,8	1,70	12,3	0,14
$As_{91}Se_9$	632,8	632,8	4,65	3,98	1,
$As_{13}S_{87}$	632,8	632,8	$1,90 \cdot 10^{-2}$	2630	$7,0 \cdot 10^{-6}$
$As_{20}S_{80}$	488,0	488,0	0,16	50,0	0,0032
$As_{20}S_{80}$	632,8	632,8	9,00	44,4	0,20
$As_{20}S_{80}$	488,0	632,8	8,00	1,80	4,4
$As_{25}S_{75}$	488,0	488,0	1,30	6,00	0,1
$As_{25}S_{65}$	488,0	632,8	9,35	3,00	3,
$As_{37}S_{63}$	488,0	488,0	1,63	11,8	0,14
— „ —	488,0	632,8	30,0	0,67	45,
$As_{40}S_{60}$	632,8	632,8	6,25	121	0,1

6.2. Голографические характеристики АП пленок типа As_3Se_2 и $As-S$

Голографические характеристики исследованных АП пленок* представлены в табл. 21, 22 и на рис. 45-49.

6.2.1. Дифракционная эффективность и кинетика голографической записи

Для Γ в АП пленках характерно наличие многих дифракционных максимумов, что говорит о наличии фазовой записи и нелинейности отклика по t (гл. 3).

Наибольшая ДЭ нами достигнута в $As_{37}S_{63} - \eta = 30\%$ при $\lambda_2 \neq \lambda_1$ (табл. 21), когда $\alpha(\lambda_2) \ll \alpha(\lambda_1)$. В пленках $As-Se$ наибольшая ($\lambda_1 = \lambda_2$) ДЭ получена в $As_{70}Se_{30} - \eta = 5,9\%$. Использование $\lambda_2 \neq \lambda_1$ при λ_2 в ИК области позволяет достичь $\eta = 20\%$ [169].

Согласно [169], зависимость $\eta(d)$ в As_3Se_2 имеет максимум, обусловленный конкуренцией набега фазы и поглощения в Γ . Нами такая зависимость наблюдалась в случае $As-S$ (рис. 47).

В отличие от АОК KBr (рис. 25), типичные зависимости $\eta(t)$ АП пленок (рис. 46, 48) всегда имеют только один максимум.

6.2.2. Голографическая светочувствительность

СЧ (а также, хотя и в меньшей степени, ДЭ) АП пленок зависит от их состава, условий напыления (в частности, от скорости напыления), времени хранения (разд. 6.2.4), материала подложки и др. факторов. Поэтому при относительно небольшом числе (несколько десятков) исследованных образцов можно говорить только о тенденции влияния одного фактора на СЧ.

Наибольший интерес представляет оптимальный состав. В слу-

* Измерялись совместно с Д.П. Попеле.

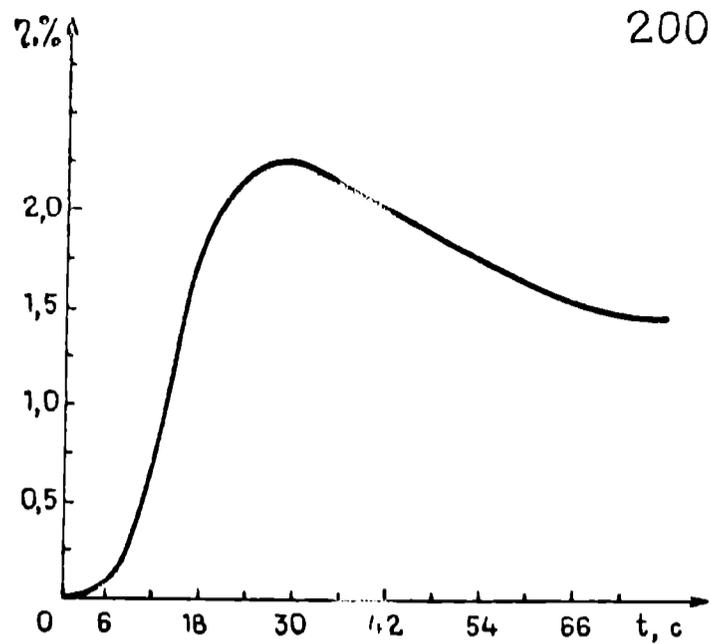


Рис. 45. Зависимость $\eta(t)$ для АП пленки $As_{70}Se_{30}$ при $\tau_{нач.} = 0,44$, $d = 1$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм $\Lambda = 12,2$ мкм; $I_{з.ап.} = 0,64$ Вт/см², $M = 0,197$.

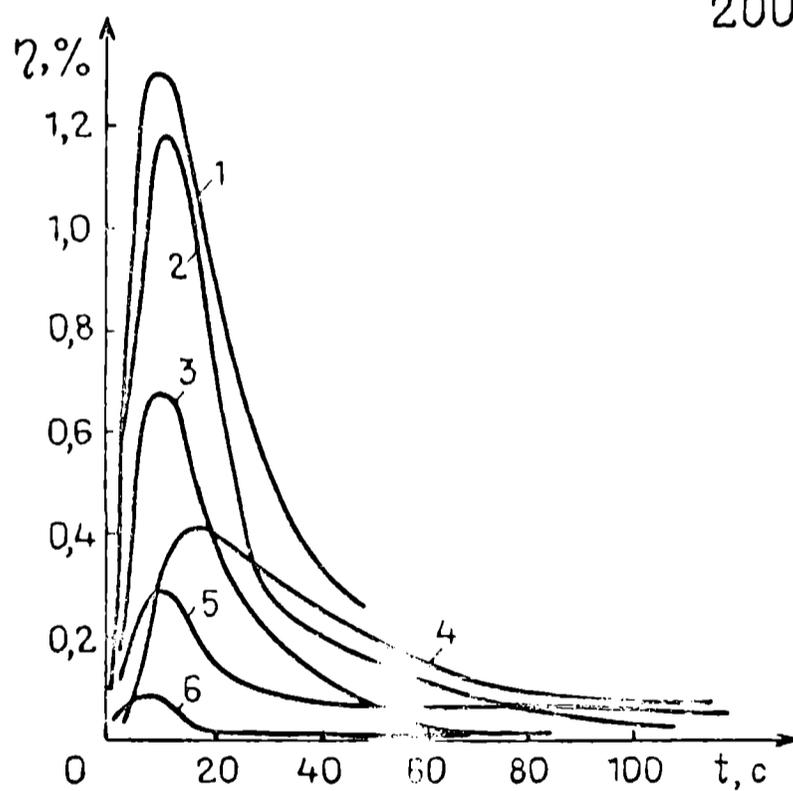


Рис. 46. Зависимости $\eta(t)$ для АП пленки $As_{25}S_{75}$ при $\tau_{нач.} = 0,30$, $d = 7$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0$ нм, $I_{з.ап.} = 0,78$ Вт/см², $M = 0,980$. 1 - $\Lambda = 7,8$ мкм, 2 - $\Lambda = 11,2$ мкм, 3 - $\Lambda = 6,8$ мкм, 4 - $\Lambda = 3,5$ мкм, 5 - $\Lambda = 52,6$ мкм, 6 - $\Lambda = 2,2$ мкм.

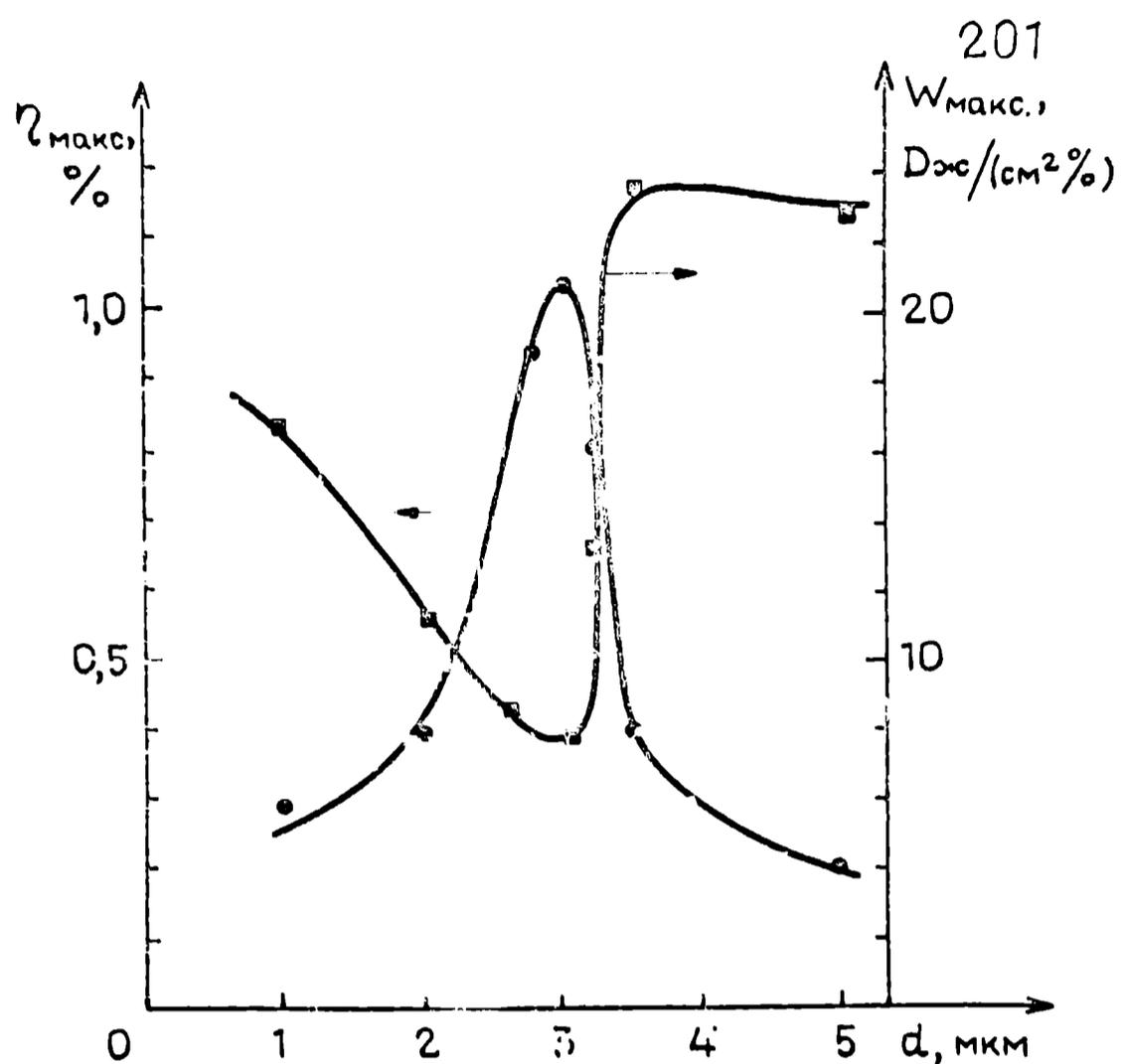


Рис. 47. Зависимость максимальной дифракционной эффективности $\eta_{\text{макс}}$ и соответствующей ей удельной энергии записи $W_{\text{макс}}$ от толщины пленки d в случае АП пленок типа $AS_{37} S_{63}$. $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0 \text{ нм}$, $\Lambda = 12,2 \mu\text{м}$, $I_{\text{зап.}} = 0,08 \text{ Вт/см}^2$, $M = 0,980$.

час ЛП пленок типа $As-Se$ наибольшая СЧ достигнута при $As_{91}Se_9$ (табл.22) и, видимо, СЧ растет с ростом $N(As)$. В случае пленки $As-S$ наибольшая СЧ достигнута при $N(As) \approx 3,7$ атоми.%, $N(S) = 63$ атоми.%. Это согласуется с предположением Келлово о том, что максимальная СЧ соответствует максимуму разности радиусов первой и второй координационных сфер [268].

СЧ пленок $As-Se$ и $As-S$ примерно одинакова (табл.21,22). Как и ДЭ (и в силу этого), СЧ имеет оптимум по d (рис.47).

6.2.3. Разрешающая способность

РС ЛП пленок типа $As-Se$ (рис.48) и $As-S$ (рис.49) определялась голографически (разд.2.5). Как и в случае ЛОК KBr (разд.5.2.3) зависимости $\eta(\nu)$ для $As-Se$ и $As-S$ имеет вид кривой с максимумом при $\nu \approx 300$ лин/мм и $\nu \approx 100$ лин/мм соответственно. (В случае $As-Se$ об этом свидетельствуют помимо рис.48 данные табл.21,22 и результаты дополнительных измерений при $\nu = 20 \div 500$ лин/мм.). Такая форма кривой $\eta(\nu)$ обусловлена, видимо, искажением Г макродефектами ГРС и рассеянием света в Г (разд.5.2.3).

Не ясна причина значительного различия РС пленок $As-Se$ и $As-S$ (см.также разд.1.2.3.9). Если РС пленок $As-Se$ составляет ≈ 9000 лин/мм, то РС пленок $As-S$ - только 100 лин/мм. Видимо, это связано с различием микроструктуры, о чем свидетельствует различие зависимостей $\tau(t)$ (разд.6.1) и различие влияния состава на СЧ и ДЭ (разд.6.2.2).

6.2.4. Релаксация ЛП пленок и голограмм, записанных в них

Эффективность записи Г в ЛП пленках $As-Se$ и $As-S$, в отличие от ЛОК KBr и $LiNbO_3$, существенно зависит от времени и условий хранения (T , освещенности). Наибольшая стабильность

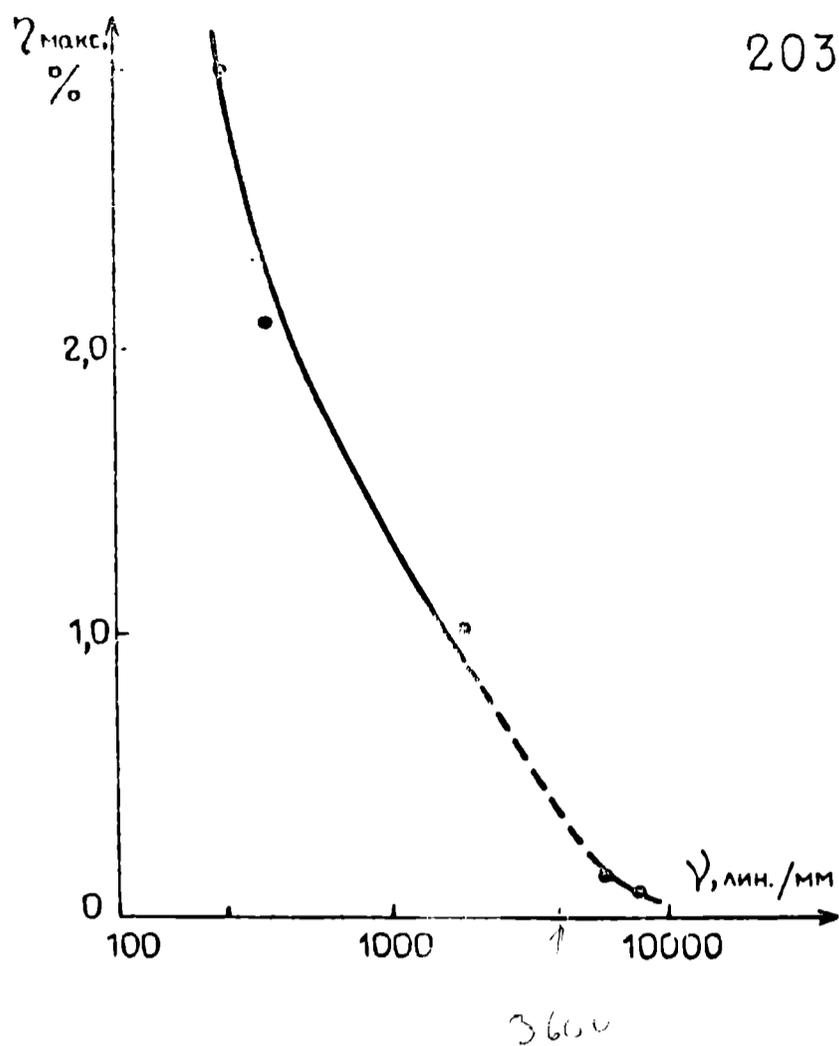


Рис. 48. Зависимость $\eta_{\text{макс.}}$ от пространственной частоты голограммы γ для ЛП пленки типа $AS_{91}Se_9$,
 $\tau_{\text{нач.}} = 0,28$, $d = 2$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм,
 $I_{\text{зап.}} = 0,64$ Вт/см², $M = 0,997$.

203

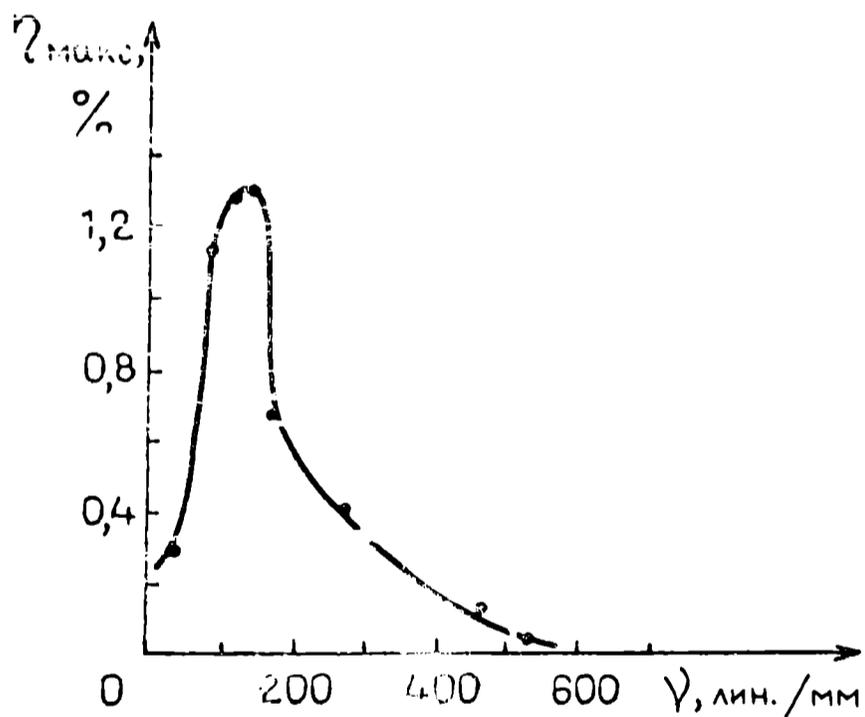


Рис. 49. Зависимость $\eta_{\text{макс.}}$ от пространственной частоты голограммы γ для ЛП пленки типа $AS_{25}S_{75}$,
 $\tau_{\text{нач.}} = 0,30$, $d = 7$ мкм, $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0$ нм,
 $I_{\text{зап.}} = 0,78$ Вт/см², $M = 0,980$.

Зу после напыления, затем в течение примерно недели резко па-
 дает. Так в $As-Se$ достигим η уменьшается в 1,5-2 раза, W
 увеличивается в 3-10 раз, а в $As-S$ η уменьшается в 10
 раз и W возрастает в 10-40 раз при хранении на свету $0^\circ C$.
 Устранение света и понижение T существенно замедляет релакса-
 цию образца. В случае $As-S$ в темноте при $T = 0^\circ C$ за неделю
 η уменьшается в 1,5-3 раза, а W увеличивается в 4-6 раз.

На релаксацию Γ в АП пленках существенно влияют также сос-
 тав и условия напыления. В лучшем случае ($As_{70}Se_{30}$ и $As_{37}S_{63}$,
 темнота, $T = 0^\circ C$) τ_Γ достигал полгода и более, а полное ис-
 чезновение Γ не наблюдалось в течение нескольких лет.

6.3. Проверка теории тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм без многократных внутренних отражений

Проверка выводов разд. 3.1 [конкретно формул (3.28) и (3.32)]
 проводилась в случае АП пленок As_2Se_3 с $d = 3$ мкм (МВО существ-
 венно только при $d < 1,5$ мкм [70]) на стеклянной подложке при
 $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм и $d = 10$ мкм. Величина $\chi_0 d$ определялась из
 измерений Γ , а величины α , β (разд. 3.1.2) - по характери-
 стикам $\tau(I, t)$ и $R(I, t)$ типа рис. 43, 44, снятым при $I = I_{мин.}$ и $I =$
 $= I_{макс.}$, где $I_{мин.}$ и $I_{макс.}$ - средние I падающего света в миниму-
 мах и максимумах Γ при ее записи. Использовалась формула $R =$
 $= \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$ и слабые отражения от подложки не учитывались. Было
 выбрано $t_{зап.} = 1$ мин. - достаточно малое для линейной записи.

Измерения дали $\chi_0 d = 1,78$, $\alpha = 0,375$ ($\alpha_1/\alpha_0 = 0,42$), $\beta = 0,7$
 ($n_1 = 0,035$). Согласие расчетов на основе этих данных с (3.28),
 (3.32) с экспериментом (рис. 5) достаточно хорошее, если пред-
 положить, $\Delta = 0$ и учесть приближенность описанной методики
 (гауссовы пучки, влияние нелинейности отклика ГРС, неучет
 МДФ). По этой же причине трудно сделать выбор между формула-
 ми (3.28) и (3.32).

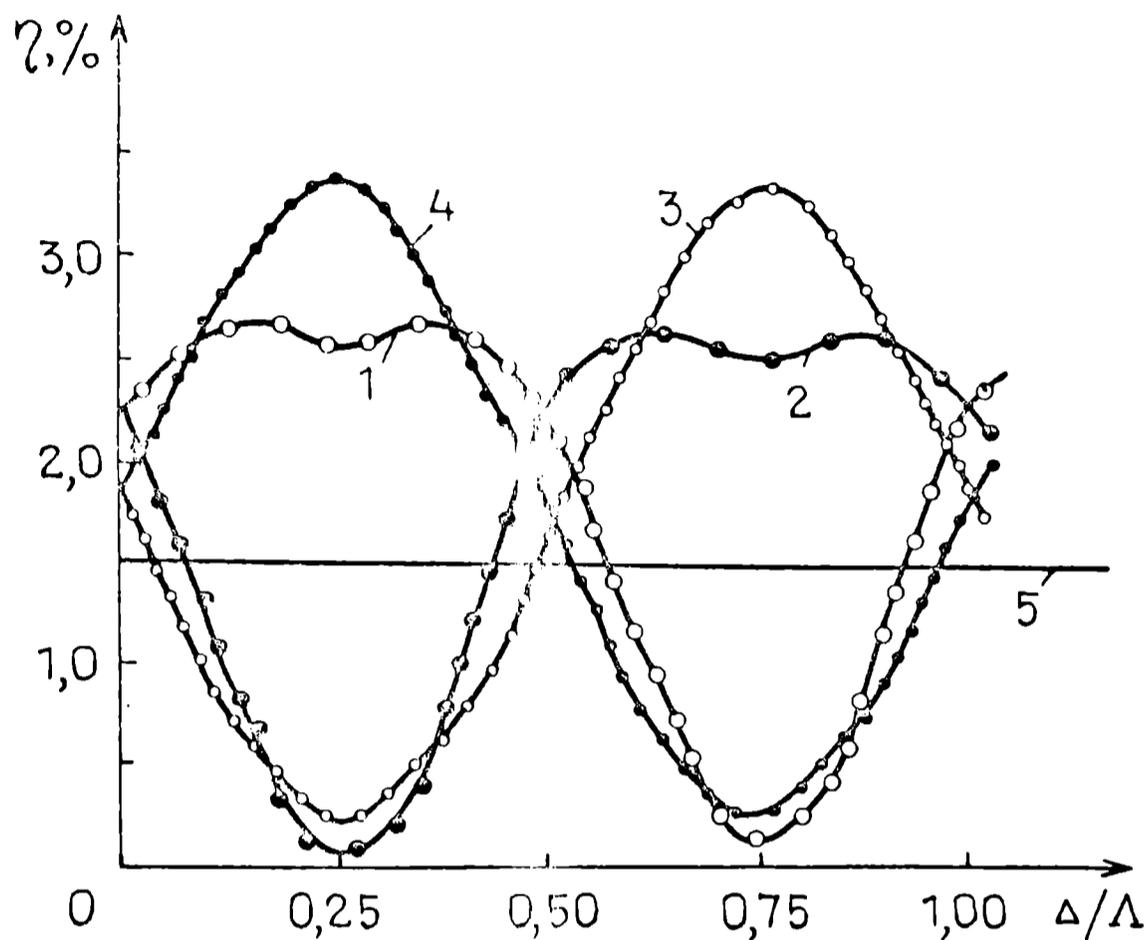


Рис. 50. Проверка развитой в изд. 3.1 теории тонких элементарных амплитудно-фазовых голограмм без многократных внутренних отражений. 1, 2 – теоретические кривые, 3, 4 – уровень экспериментального значения дифракционной эффективности. Обозначения: Δ – относительный пространственный сдвиг амплитудной и фазовой подрешеток; 1, 2 – зависимости $\eta_{+1}(\Delta)$ и $\eta_{-1}(\Delta)$, рассчитанные по формуле (3.28); 3, 4 – зависимости $\eta_{+1}(\Delta)$ и $\eta_{-1}(\Delta)$ рассчитанные по формуле (3.32).

Г л а в а 7

ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ В СЕМИТЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛАХ LiNbO_3

Как уже отмечалось в разд. 1.2.4, СЭ кристаллы LiNbO_3 относятся к ЭОМ, являются фоторефрактивными и представляют интерес в связи с изучением механизмов ФР в ЭОМ и перспективностью ЭОМ в качестве ГРС.

7.1. Голографические характеристики активированного
и неактивированного LiNbO_3 с учетом
анизотропии фоторефракции

Голографические характеристики LiNbO_3 представлены на рис. 51+53 и в табл. 23-26, где отражено также влияние различных активаторов, ориентации Г и поляризации света.

7.1.1. Дифракционная эффективность и кинетика
голографической записи

Табл. 23, 24 подтверждают большое влияние активаторов на ДЭ (разд. 1.2.4.2). В то же время поляризация света практически не влияет на $\eta_{\text{макс.}}$, а только на СЧ (ср. табл. 23 и 24).

Наибольшая ДЭ ($\eta_{\text{макс.}} = 50,0\%$) достигнута в LiNbO_3 с Fe (табл. 23). Это почти предел, если учесть, что $\eta \leq \tau$ и лучки гауссовы (разд. 1.3.5). То, что $\eta_{\text{макс.}} = 50\%$ достигнуто при $N(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 0,10$ вес.%, подтверждает выводы табл. 14. Дальнейшее увеличение $N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ уменьшает $\eta_{\text{макс.}}$ (табл. 24) в соответствии с разд. 1.2.4.2.

Таблица 23

Голографические параметры LiNbO_3

Штрихи голограммы $\perp \vec{c}$; $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\Lambda = 5\div 6$ мкм
 $M(632,8\text{нм}) = 0,997$; $M(488,0\text{нм}) = 0,980$.

Активатор	N, вес. %	d, мм	λ_1 , нм	λ_2 , нм	I _{зап.} , Вт/см ²	$\eta_{\text{нкс}}$, %	W _{мин.} , Дж/(см ² %)
Без акти- ватора	-	0,70	488,0	632,8	0,08	0,00 ³	4000
- " -	-"-	-"-	632,8	632,8	0,94	-	-
Fe ₂ O ₃	0,1	0,50	632,8	632,8	0,94	26,0	11,8
Fe ₂ O ₃	0,05	0,92	632,8	632,8	0,94	6,50	52,0
Fe ₂ O ₃	0,05	0,76	488,0	488,0	0,30	24,0	3,10
Fe ₂ O ₃	0,02	4,10	632,8	632,8	0,94	19,1	10,0
- " -	-"-	-"-	488,0	488,0	0,08	30,0	3,0
- " -	-"-	-"-	"-	632,8	-"-	10,0	3,0
CuO	-	0,5	632,8	632,8	0,94	0,49	288
CuO	-	0,5	488,0	488,0	0,08	1,73	18,0
- " -	-"-	-"-	"-	632,8	-"-	0,62	50,0
Облучение электронами	-	0,70	488,0	488,0	0,08	0,00 ³	2700
- " -	-"-	-"-	"-	632,8	-"-	0,15	90,0
UO ₃	1,5	0,20	632,8	632,8	0,12	0,00 ⁴	9000

Активатор	$\eta_{\text{макс.}}$	$W_{\text{макс.}}$, Дж/(см ² %)	$\Phi_{03}_{\text{нкс.}}$, см ² /Дж	$\Phi_{03}_{\text{макс.}}$, (%см) ² /Дж	Примечание
Без активатора	0,0053	4000	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	Запись и считывание микровенными лучами
" -	-	-	-	-	Запись при $\lambda_1 = 632$ нм не удается
Fe ₂ O ₃	50,0	20,3	2,2	2,5	Запись и считывание микровенными лучами
Fe ₂ O ₃	24,0	141	0,125	0,17	- -
Fe ₂ O ₃	48,0	4,50	7,7	10,7	- -
Fe ₂ O ₃	41,6	16,3	1,9	2,55	- " -
— " —	30,0	1,00	30	30	- " -
— " —	10,0	3,00	3,3	3,3	- " -
CuO	0,53	372	$7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	- " -
CuO	2,5	25,9	0,096	0,0965	- " -
— " —	0,90	72,0	0,012	0,0125	- " -
Облучение электронами	0,005	2700	$85 \cdot 10^{-6}$	$1,85 \cdot 10^{-6}$	-
" -	0,15	90,0	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	- "
UO ₃	0,004	9000	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$	Запись и считывание удаются только необыкновенными лучами

Таблица 24

Голографические параметры кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ в зависимости от концентрации Fe_2O_3 [$N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$].

$T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; $\Lambda = 6$ мкм; $I_{\text{зап.}} =$
 $= 0,94$ Вт/см²; $M = 0,997$; $R_{\text{нач.}} = 0,15$. Обыкновенная поляризация

света при записи и считывании, штрихи голограмм $\perp \vec{S}$.

$N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ в.в.с. %	d , мн	$\alpha_{\text{нач.}}$, мн ⁻¹	$\eta_{\text{нкс.}}$, %	$W_{\text{мин.}}$, Дж/(см ² %)	$\eta_{\text{макс.}}$, %	$W_{\text{макс.}}$, Дж/(см ² %)	$S_{\text{эксп.}}$, см ² /Дж	$S_{\text{эфф.}}$, см ² /Дж	$S_{\text{эксп. макс.}}$, см ² /Дж	$\Phi_{03}_{\text{нкс.}}$, (% см) ² /Дж	$\Phi_{03}_{\text{макс.}}$, (% см) ² /Дж	τ
0,02	0,22	0,02	1,1	1800	4,5	5200	$0,67 \cdot 10^{-4}$	0,006	0,0013	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,86 \cdot 10^{-4}$	пять месяцев
0,05	0,92	0,10	6,5	52	24	140	$0,75 \cdot 10^{-3}$	0,015	0,0034	0,125	0,17	три недели
0,10	0,22	1,00	2,1	24	71	71	0,0029	0,028	0,0063	0,0875	0,21	двое суток
0,30	0,22	5	1,6	3,1	7,0	30	0,019	0,05	0,019	50	23	во се- кунд

Таблица 25

Зависимость голографических параметров кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$

от поляризации света при записи и считывании.

$$T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}; \lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}; \Lambda = 6 \text{ мкм}; I_{\text{зап.}} = 0,14 \text{ Вт/см}^2;$$

$$t_{\text{зап.}} = 6 \text{ мин.}; M = 0,997; \text{штрихи голограммы } \perp \vec{C}.$$

Поляризация света при записи	Поляризация света при считывании	$N(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 0,05 \text{ вес.}\%; d = 0,92 \text{ мкм}$			$N(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 0,10 \text{ вес.}\%; d = 0,22 \text{ мкм}$		
		$\eta, \%$	$W, \text{ Дж}/(\text{см}^2\%)$	$\Phi_{03}, (\%)^2/\text{Дж}$	$\eta, \%$	$W, \text{ Дж}/(\text{см}^2\%)$	$\Phi_{03}, (\%)^2/\text{Дж}$
$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$	$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \parallel \vec{C}$	1,6	31,2	0,050	5,6	9,0	0,62
$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \parallel \vec{C}$	$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \parallel \vec{C}$	0,8	62,5	0,013	2,2	22,9	0,096
$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$	$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$	0,2	2500	0,008	0,75	67,2	0,011
$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \parallel \vec{C}$	$\vec{E}_{\text{ЛАЗ}} \perp \vec{C}$	0,1	500	0,0002	0,30	168,0	0,0018

Активаторы по ДЭ располагаются так: 1) Fe, 2) Cu, 3) облучение электронами, 4) U. Наши измерения не подтверждают большую эффективность Cu, введенного диффузией [269] и U [195].

Как видно из табл. 23, считывание при $\lambda_2 \neq \lambda_1, \tau(\lambda_2) > \tau(\lambda_1)$ в одних случаях увеличивает ДЭ ($\text{LiNbO}_3, \text{LiNbO}_3$, облученный электронами), а в других - уменьшает ($\text{LiNbO}_3\text{-Fe}, \text{LiNbO}_3\text{Cu}$). Видно, в первых случаях увеличение τ компенсирует уменьшение n_1 [см. (1.15) и рис. 8], а во-вторых - нет.

Различие кривых $\eta(t)$ на рис. 51, 52 обусловлено анизотропией ФР (разд. 7.2). Наибольшая ДЭ достигается, когда штрихи $\Gamma \perp \vec{C}$.

Отличие кинетики ДЭ на рис. 51, 2 объясняется наличием в этом случае не одной, а двух Γ , записанных обыкновенными и необыкновенными лучами. Поскольку $\Delta n_e \approx 2+3 \Delta n_o$ (разд. 7.2.2), основной вклад в ДЭ дает "необыкновенная" Γ , для которой в силу $\Delta n_e > \Delta n_o$ и (1.16) раньше достигается $\eta_{\text{макс}}$.

Из (1.16), (1.25) и (1.35-1.37) следует, что на начальном этапе записи Γ должно быть $\eta \sim (It)^2$. Измерения, однако, показывают, что в большинстве случаев $\eta \sim (It)^\alpha$, где $\alpha < 2$. Так, если на рис. 51, 1 $\alpha = 2$, то на рис. 52 $\alpha = 1,2$. Наиболее вероятная причина этого - большемасштабное поле пространственного заряда (разд. 1.2.4.7, [96]). К $\alpha < 2$ могут привести также пирополе, обусловленное термообработкой кристалла (разд. 2.1) и ориентация светом микродоменов антипараллельно \vec{C} [270].

7.1.2. Голографическая светочувствительность

Особое влияние активаторы оказывают на СЧ LiNbO_3 (разд. 1.2.4.2), что подтверждается табл. 23. Различные активаторы по достигаемой СЧ располагаются также, как и в случае ДЭ: 1) Fe, 2) Cu, 3) облучение электронами, 4) U.

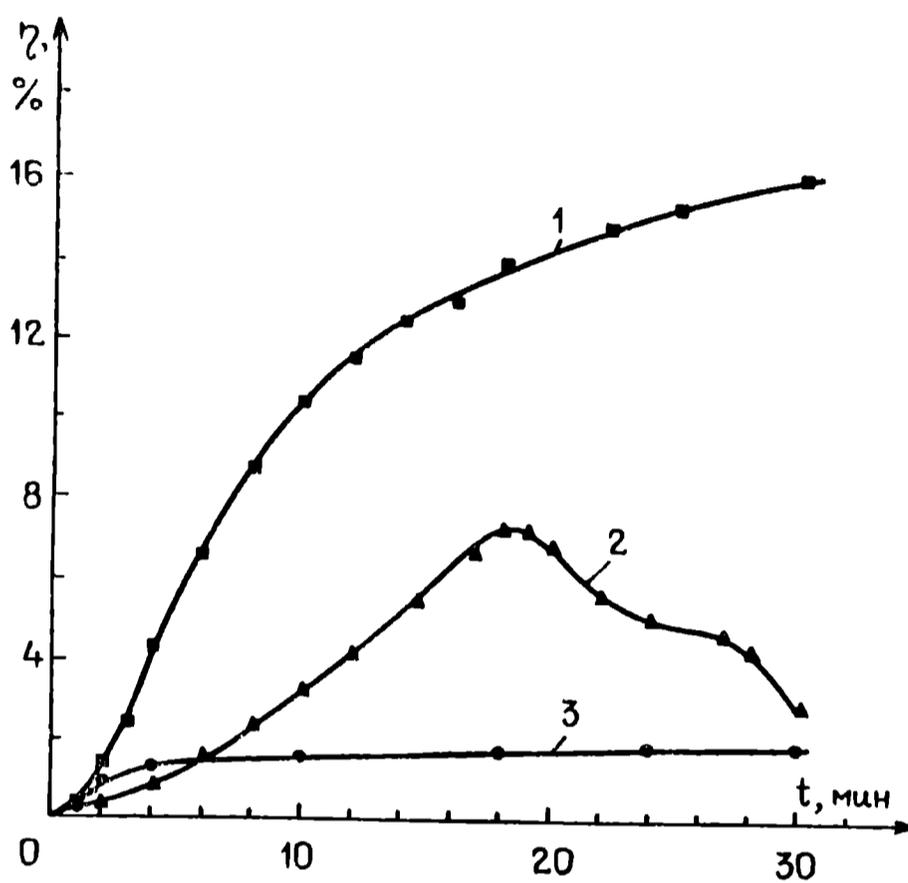


Рис. 51. Зависимость $\eta(t)$ в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}_{0,05}$ (вес. % Fe_2O_3 ; $d = 0,92$ мм) при различных ориентациях голограммы по отношению к оптической оси \vec{C} (ψ – угол между штрихами голограммы и осью \vec{C}). Штрихи голограммы $\parallel \vec{E}_{\text{лаз}}$; $T_1, T_2 = 20^\circ\text{C}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм, $\Lambda = 6$ мкм, $I_{\text{зап.}} = 0,94$ Вт/см², $M = 0,997$. 1 – $\psi = 90^\circ$; 2 – $\psi = 45^\circ$; значения η увеличены в 5 раз; 3 – $\psi = 0$, значения η увеличены в 100 раз.

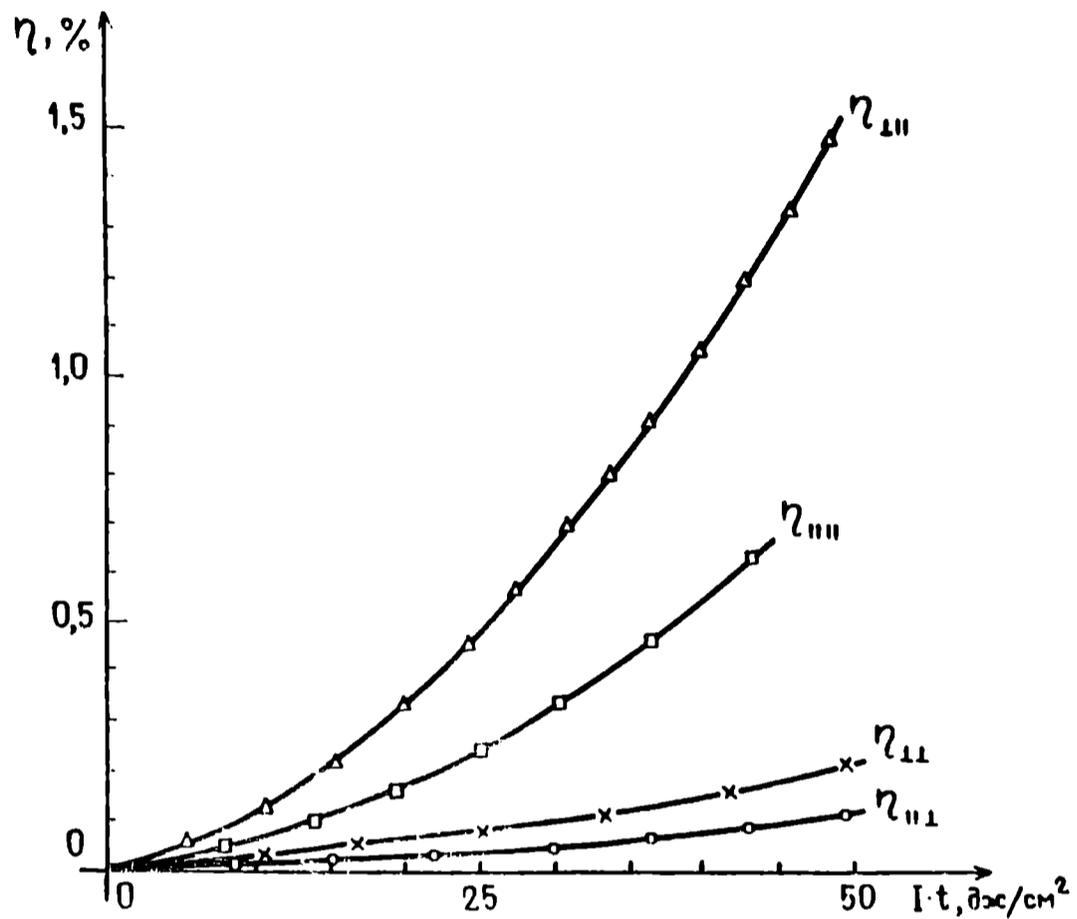


Рис. 52. Зависимости $\eta(I t)$ в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}(0,05 \text{ вес.}\% \text{ Fe}_2\text{O}_3, d = 0,92 \text{ мм})$ с учетом поляризации света. Индекс i в η_{iK} характеризует ориентацию электрического вектора света ($E_{\text{ЛАЗ}}$) по отношению к оптической оси \vec{C} при записи, индекс K - при считывании ($i, K = \perp, \parallel$). Условия записи см. при рис. 54.

Таблица 26

Ожидаемые голографические параметры кристалла $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$, оптимизированного по светочувствительности согласно разд. 7.3.

$$T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}; \quad \lambda_1 = \lambda_2 = 488,0 \text{ нм}; \quad \Lambda = 6 \text{ мкм}; \quad M = 0,98;$$

$$N(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 0,10 \text{ вес.}\%; \quad d_{\text{опт}} = 0,34 \text{ мм}; \quad \alpha = 0,325 \text{ мм}^{-1};$$

$$R = 0,2.$$

$\eta_{\text{нкс.}}$ %	$W_{\text{мин.}}$ Дж/(см ² %)	$\eta_{\text{макс.}}$ %	$W_{\text{макс.}}$ Дж/(см ² %)	$S_{\text{эфф.}}$ см ² /Дж	$S_{\text{эксп. макс.}}$ см ² /Дж	$\Phi_{03 \text{ нкс.}}$ (%см ²)/Дж	$\Phi_{03 \text{ макс.}}$ (%см) ² /Дж
15	0,087	15	0,087	2,1	0,30	172	172

Из табл. 24 следует, что при $N(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 0,02 \pm 0,30$ вес. % $S_{\text{эфф.}} \sim N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$. подтверждаются выводы работ [203, 204] и табл. 14, а также представление о ионах Fe^{2+} и Fe^{3+} как о ФР центрах в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ (разд. I.2.4.5).

Наибольшая СЧ, как и ДЭ, достигается, когда штрихи $\Gamma \perp \vec{c}$ (рис. 51). В отличие от $\eta_{\text{макс.}}$ СЧ кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ существенно зависит от поляризации света при записи и считывании (табл. 25, рис. 52). Эти особенности также обусловлены анизотропией ФР в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ (разд. 7.2).

Полученные данные по голографической СЧ $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ не являются оптимальными. Оптимизация с учетом анизотропии ФР и зависимости СЧ от $N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ проведена в разд. 7.3 и результаты расчета отражены в табл. 26.

7.1.3. Разрешающая способность

В соответствии с разд. I.2.4.7 РС $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ превышает 2500 лин/мм (рис. 53). Для измерения η при данном Λ использовались три одинаковых кристалла $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$. После каждой записи Γ стирались (разд. 2.1) и кристаллы использовались для получения другой точки. Как показало специальное исследование, значения ДЭ до и после стирания в одинаковых условиях записи и считывания могут отличаться на 20 ± 40 %, поэтому рис. 53 имеет скорее качественный характер.

Ход зависимости $\eta(\Lambda)$ можно понять на основе (I.36) и (I.37) если учесть, что при $\Lambda > 1$ мкм основным механизмом ФР является ОФВЭ, а при $\Lambda < 1$ мкм - диффузия электронов (табл. 15, разд. I.2.4.3), и что имеется рассеяние света. Для ОФВЭ в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ выполняются соотношения $l \approx 1 \text{ \AA}, \Omega l \ll 1$ [212], а для диффузии - $l \approx 400 \text{ \AA}, \Omega l \ll 1$ (рис. II). Формулы (I.36) и (I.37) с учетом этого дают кривую $\eta(\Lambda)$ типа рис. II.6,4. Реальная

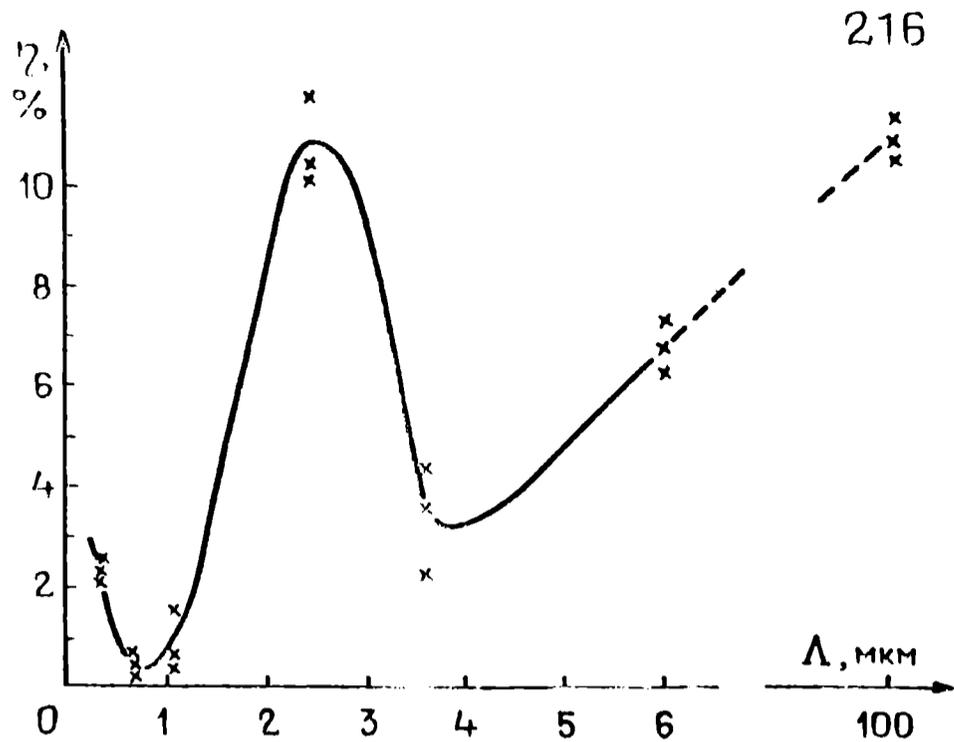


Рис. 53. Зависимость дифракционной эффективности η от периода голограммы Λ в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ (0,05 вес. % Fe_2O_3 ; $d = 0,92$ мм). $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; $I_{\text{зап.}} = 0,71$ Вт/см² $t_{\text{зап.}} = 10$ мин., $M = 0,97$.

216

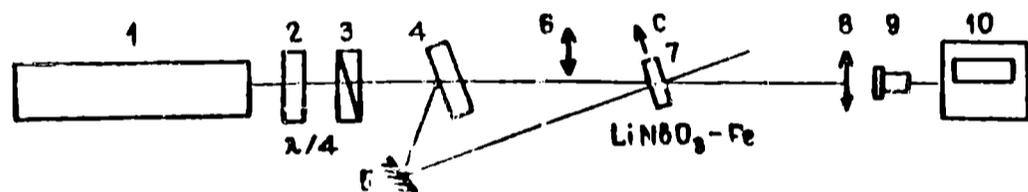


Рис. 54. Экспериментальная схема исследования зависимости фоторефракции в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ от поляризации света. 1 - He-Ne лазер ЛГ-3-А (длина волны 632,8 нм); 2 - четвертьволновая пластинка; 3 - поляризатор; 4 - полупрозрачное зеркало; 5 - зеркало; 6 и 8 - затворы, действующие противофазе; 7 - кристалл $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$; 9 - фотодиод ФД-7К; 10 - цифровой вольтметр EMG-1363. $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$; $\Lambda = 6$ мкм; $I_{\text{зап.}} = 0,14$ Вт/см², $M = 0,997$.

кривая отличается минимумами при $\Lambda \approx 0,7$ мкм и $\Lambda \approx 4$ мкм. Первый минимум объясняется рассеянием света (разд. I.1.1), которое, видимо, уже при $\Lambda < 2,5$ мкм существенно снижает эффективность ОФВЭ и диффузии. Природа минимума при $\Lambda \approx 4$ мкм не ясна. Скорее всего он обусловлен упомянутым влиянием стирания на ДЭ.

В $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ наблюдалось уменьшение ДЭ при $\Lambda < 0,63$ мкм ($\nu > 1600$ лин/мм), как в нелегированном LiNbO_3 (рис. II, а).

В отличие от АОК KBr (рис. 28) и АП (рис. 49) не наблюдалось уменьшение ДЭ при больших $\Lambda \approx 100$ мкм. Видимо, это объясняется хорошим качеством использованных кристаллов, содержащих мало макронеоднородностей размером ≈ 100 мкм (разд. 5.2.3) Уменьшение ДЭ возможно при $\Lambda = 200\text{--}400$ мкм в связи с наличием микродоменов этого размера [270].

7.1.4. Релаксация голограмм

Как видно из табл. 24, скорость релаксации Γ в LiNbO_3 зависит от N примесей, при чем τ_Γ меняется от несколько секунд (0,30 вес.% Fe_2O_3) до пяти месяцев (0,02 вес.% Fe_2O_3) при $T = 20^\circ\text{C}$. Это согласуется с представлением о максвелловской релаксации $E_{пз}$ (разд. I.2.4.6 и I.2.4.7).

7.2. Голографическое исследование анизотропии

фоторефракции в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$

Как будет показано, анизотропия ФР в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ обусловлена $\vec{P}_S \neq 0$, анизотропией кристалла LiNbO_3 (группа $R3c$, класс $3m[221, 271]$) и анизотропией ФР Fe^{2+} -центров (разд. I.2.4.5), которая, видимо, вызвана \vec{P}_S (разд. I.2.4.3). Анизотропия ФР может проявляться при записи и считывании.

Хотя анизотропия ФР в ЭОМ рассматривалась в [89, 180, 196, 272-275], она изучена недостаточно. Нами голографически исследованы два проявления анизотропии в ФР в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$. зависимость Δn от формы светового пятна (что при записи Г сводится к зависимости ФР от ориентации штрихов Г по отношению к оси \vec{C}) и от поляризации света [276].

7.2.1. Зависимость фоторефракции от формы светового пятна

В [273] исследована зависимость $\Delta(n_e - n_o)$ в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ от ориентации световой полосы по отношению к оси \vec{C} . Нами измерялись зависимости $\eta(t)$ при различных ориентациях Г (рис. 51).

ДЭ при $\psi = 90^\circ$ (ψ - угол между штрихами Г и осью \vec{C}) примерно в 1000 раз больше, чем ДЭ при $\psi = 0$. Это согласуется с выводом (табл. 15, [220]) о ФР в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ в результате ОФВ (разд. 1.2.4.4). Наличие $\eta(t) \neq 0$ при $\psi = 0$ объясняется неточностью вырезки кристалла, т.к., фотовольтаический ток $\vec{j}_{\text{ФВ}} \parallel \vec{C}$. При $\psi = 45^\circ$ ДЭ примерно в 10 раз меньше, чем при $\psi = 90^\circ$. Эти результаты находятся в качественном согласии с [273].

7.2.2. Зависимость фоторефракции от поляризации света

В разд. 7.2.2 на основе [276] изложены результаты исследования зависимости ФР от поляризации света при записи и считывании. Этот вопрос затронут в [89, 180, 196, 272, 275] и, кроме [276], исследовался в [274.]

Основной вывод раздела 7.2.2: анизотропия записи в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ вызвана дихроизмом Fe^{2+} центров, а анизотропия считывания обусловлена анизотропией кристалла LiNbO_3 и зависит от $I t$ из-за неколлинеарности фотоиндуцированного изменения внутреннего электрического поля $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}}$ (разд. 1.2.4.3) и оси \vec{C} . Т.о., подтверждается и уточняется модель Чена (разд. 1.2.4.3), хотя

остаются неизменными такие существенные детали, как связь анизотропии записи и ОБВЭ, конкретная причина $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}} \parallel \vec{C}$ и др.

7.2.2.1. Методика и результаты эксперимента. Использовалась голографическая методика (разд.2.5; рис.54) и два состояния поляризации света лазера ЛГ-36А (табл.16): 1) $\vec{E}_{\text{лаз}} \perp \vec{C}$, 2) $\vec{E}_{\text{лаз}} \parallel \vec{C}$. Величина ФР характеризовалась средней по d амплитудой модуляции показателя преломления в центре фазовой $\Gamma n_{10} \equiv \Delta n$ согласно (1.16). Поляризация света при записи и считывании обозначалась соответственно индексами i и k ($i, k = \perp, \parallel$). Целью измерений было получение зависимостей $\Delta n_{ik}(It)$. Экспозиции брались достаточно малыми ($It \leq 50 \text{ Дж/см}^2$), чтобы можно было пользоваться (1.16). Оценка It приводилась с помощью ПОМ (разд.2.8; 7.4.2).

Использовались два кристалла $\text{LiNbO}_3\text{-Fe-N1}$ (0,10 вес.% Fe_2O_3 , $d = 0,22 \text{ мм}$) и N2 (0,05 вес.% Fe_2O_3 , $d = 0,92 \text{ мм}$), вырезанные $\parallel \vec{C}$. Кристаллы использовались несколько раз, для чего применялось стирание Γ (разд.2.1). Экспериментальные зависимости $\eta_{ik}(It)$ для кристалла N2 приведены на рис.52. Для кристалла N1 получились подобные зависимости, только η_{ik} были в 3-4 раза больше (табл.25).

На основании кривых $\eta_{ik}(It)$ были рассчитаны зависимости от It величин $\Delta n_{ik}, \alpha_k \equiv \frac{\Delta n_{\perp k}}{\Delta n_{\parallel k}}, \beta_i \equiv \frac{\Delta n_{i\parallel}}{\Delta n_{i\perp}}$ (рис.55,56). Оказалось, что для обоих кристаллов и для различных записей с $\delta = 7\% \alpha_{\perp} = \alpha_{\parallel} = 1,4$, а $\beta_{\perp} = \beta_{\parallel} = \beta$, причем величина β менялась от 1,6 до 3,1.

Построение кривых $\eta_{ik}(It)$ в логарифмическом масштабе показало, что $\eta \sim (It)^{1,2}$ и, следовательно, в силу (1.16) $\Delta n_{ik} \sim (It)^{0,6}$

7.2.2.2. Обсуждение результатов. Основные результаты этих экспериментов - кривые α и β (рис.56) - говорят об анизотропии

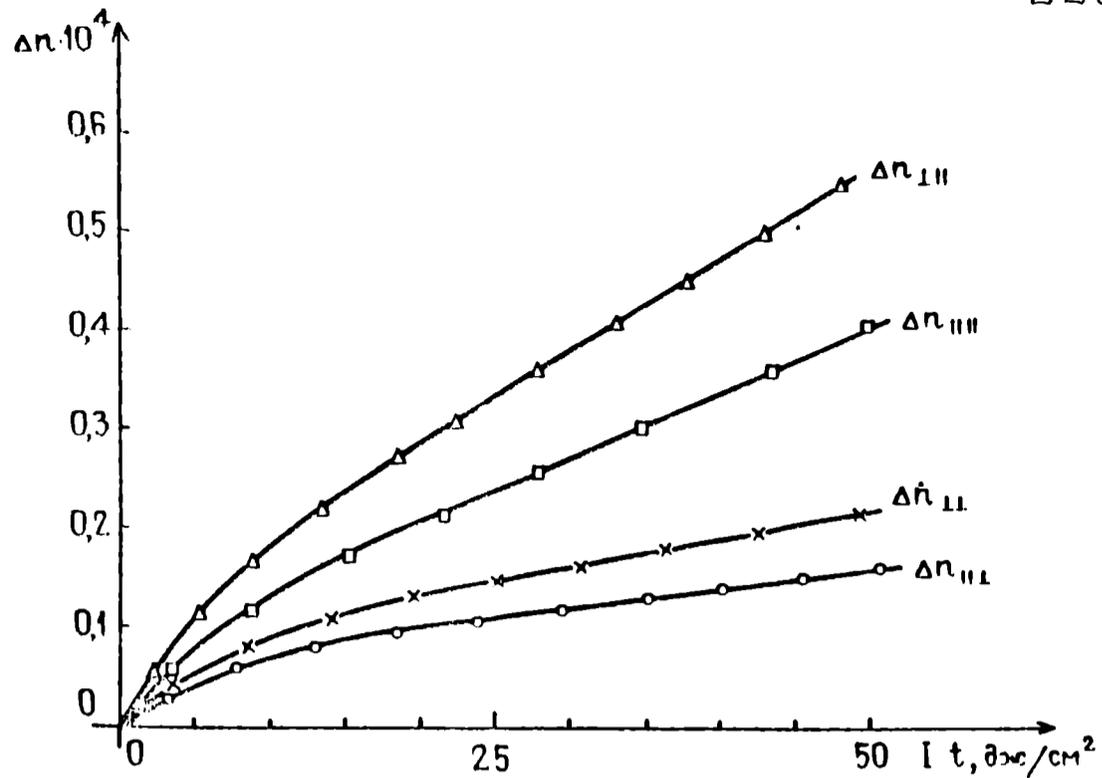


Рис. 55. Зависимости от экспозиции величин фоторефракции Δn_{ik} построенные по кривым η_{ik} (рис. 52). Δn_{ik} представляют собой средние по толщине кристалла амплитуды модуляции показателя преломления в центре голограмм.

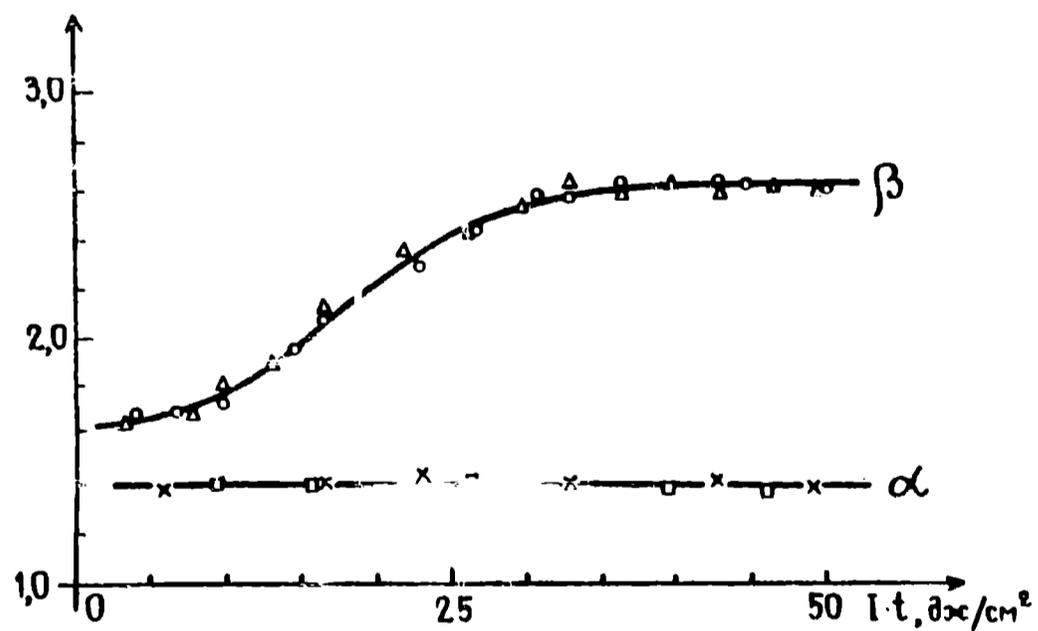


Рис. 56. Зависимости от экспозиции величин $\alpha_{\perp} = \frac{\Delta n_{\perp\perp}}{\Delta n_{\perp\perp}} (x)$,

$$\alpha_{\parallel} = \frac{\Delta n_{\parallel\parallel}}{\Delta n_{\parallel\parallel}} (\square), \quad \beta_{\perp} = \frac{\Delta n_{\perp\parallel}}{\Delta n_{\perp\perp}} (\Delta), \quad \beta_{\parallel} = \frac{\Delta n_{\parallel\parallel}}{\Delta n_{\parallel\perp}} (\circ)$$

ФР при записи и считывании.

Из $\alpha(I t)$ видно, что запись с перпендикулярной поляризацией ($\vec{E}_{\Delta\Delta 3} \perp \vec{C}$) эффективнее записи с параллельной ($\vec{E}_{\Delta\Delta 3} \parallel \vec{C}$). Вид кривой α находит естественное объяснение, если учесть дисхронизм ФР Fe^{2+} -центров [11, 205]. Согласно закону Гротхуса фотохимически действует лишь поглощенный свет. Поэтому $\Delta n_{ik} \sim (K_i I t)^{0,6}$, где K_i - коэффициент поглощения кристалла при записи и в общем случае

$$\Delta n_{ik} = \beta_{ik} (I t) K_i^{0,6} (I t)^{0,6} \quad (7.1)$$

Следовательно,

$$\alpha_K = \frac{\beta_{\perp K} (I t)}{\beta_{\parallel K} (I t)} \left(\frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}} \right)^{0,6}. \quad (7.2)$$

Измерения K_i для кристалла N1 дали $K_{\perp} = 0,25$, $K_{\parallel} = 0,125$ ($K_{\perp} / K_{\parallel}$)^{0,6} = 1,5, для кристалла N2 - $K_{\perp} = 0,16$, $K_{\parallel} = 0,09$, ($K_{\perp} / K_{\parallel}$)^{0,6} = 1,4, т.е., в пределах точности измерений ($K_{\perp} / K_{\parallel}$)^{0,6} = α_K . Отсюда и из (7.2) следует $\beta_{\perp K} (I t) = \beta_{\parallel K} (I t)$

В [274] экспериментально показано, что индикатрисса рассеяния лазерного луча $LiNbO_3-Fe$ существенно зависит от поляризации света при записи. Анизотропия ФР при записи в $LiNbO_3-Fe$ и соотношение $\alpha = 1,4$ подтверждено П.А. Аугустовым с помощью ПОИ (разд. 2.7). С другой стороны, для фотовольтаических токов выполняется соотношение $j_{ФВ\perp} \approx j_{ФВ\parallel}$ [277], что при $\lambda = 632,8$ нм для наших кристаллов $LiNbO_3-Fe$ подтверждено А.К. Попелисом. Поскольку $j_{ФВ} = K_{ФВ} \mathcal{I}$ (разд. 1.2.4.4) и $I_{\perp} \approx I_{\parallel}$, то $K_{ФВ}$ должен зависеть от поляризации света так, что $K_{ФВ\perp} \mathcal{I}_{\perp} \approx K_{ФВ\parallel} \mathcal{I}_{\parallel}$. Причина этого не ясна.

Факт зависимости β от $I t$ легко объясняется в рамках моде-

ду Чена (разд. 1.2.4.3), если предположить, что в процессе ФР $\vec{E}_{\text{внутр}}$ меняется не только вдоль оси \vec{C} (как у Чена), но и в поперечных направлениях*. Вынося Δn_{LK} через ЭО коэффициенты LiNbO_3 ([221, с.279]), получим

$$\beta = \frac{3,17}{1 + \frac{r_{11} E_1}{r_{13} E_3} + \frac{r_{12} E_2}{r_{13} E_3}}, \quad (7.3)$$

$$\frac{r_{11}}{r_{13}} = 0,39 \sin^3 \varphi - 1,98 \sin \varphi \cos^2 \varphi, \quad (7.4)$$

$$\frac{r_{12}}{r_{13}} = 1,98 \sin^2 \varphi \cos \varphi - 0,39 \cos^3 \varphi, \quad (7.5)$$

где r_{11} , r_{12} , r_{13} - ЭО коэффициенты; E_1 , E_2 - компоненты $\Delta \vec{E}_{\text{внутр}}$, перпендикулярные оси \vec{C} ($\vec{C} \uparrow \vec{X}_3$, ориентация осей X_1 , X_2 произвольная); φ - угол поворота осей X_1 , X_2 по отношению к стандартной ориентации (плоскость симметрии $\Pi \perp X_1$).

При $E_1 = E_1(I t)$, $E_2 = E_2(I t)$ и $\beta = \beta(I t)$. Из роста β с $I t$ (рис.56) и (7.3-7.5) следует, что E_1 и E_2 увеличиваются медленнее, чем E_3 . В начальный момент, однако, E_1 и E_2 могут превосходить E_3 (рис.57).

Вывод о существовании поперечных компонент $\Delta \vec{E}_{\text{внутр}}$ (или $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp}$) при ФР в LiNbO_3 -Fe сделан и в [274, 275]. В [274] непосредственно измерялся фототок короткого замыкания $\perp \vec{C}$. В [275] этот вывод следует из неравенства нулю остаточного светового потока через кристалл при скрещенных поляризаторах и $T = 20 \pm 180^\circ \text{C}$, когда эффективна ФР.

* В принципе к зависимости β от $I t$ приводит и учет квадратичного ЭО эффекта, однако он намного слабее линейного эффекта (разд. 1.2.4.3) и не дает ощутимого вклада в β .

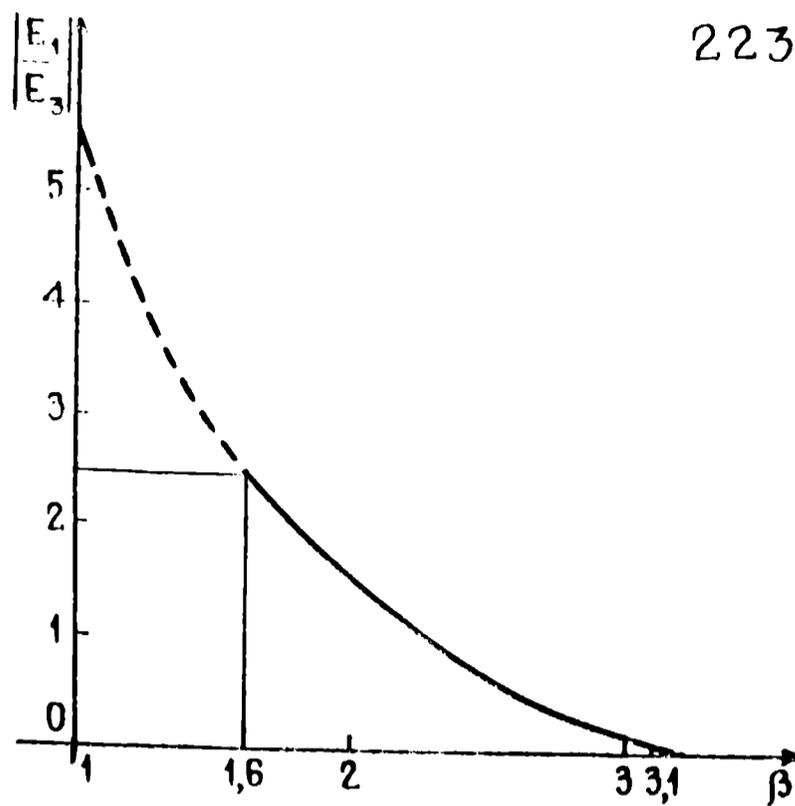


Рис. 57. Связь между $\left| \frac{E_1}{E_3} \right|$ и β при $\varphi = 90^\circ$, вытекающая из соотношений (7.3–7.5) и предположения о том, что зависимость $\beta(I, t)$ качественно имеет вид, изображенный на рис. 56.

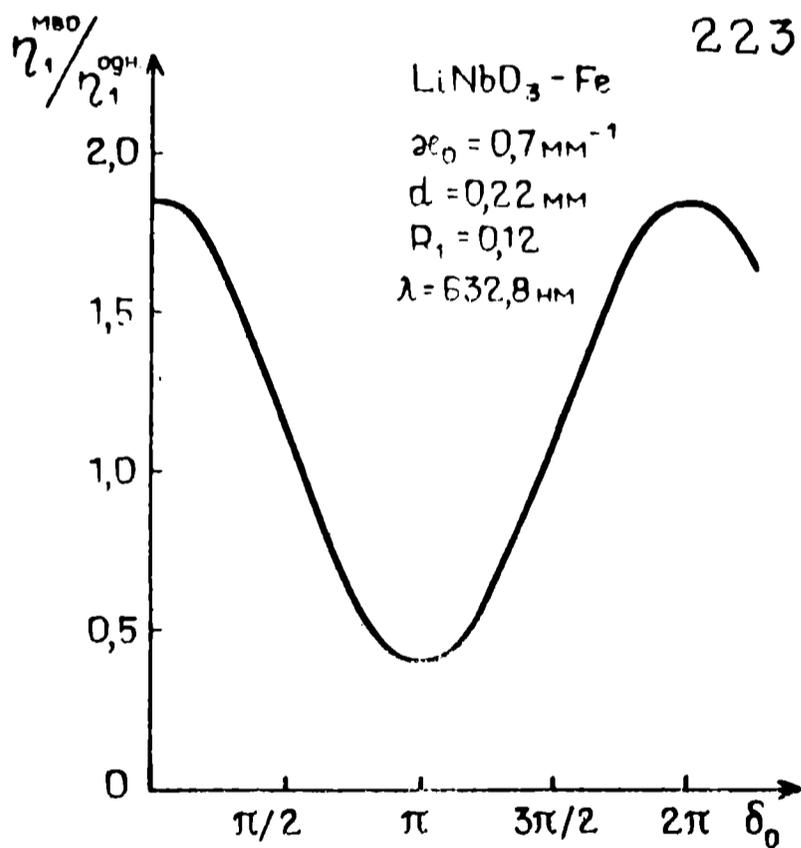


Рис. 58. Зависимость отношения дифракционных эффективностей в первом порядке дифракции при многократных внутренних отражениях и однократном прохождении считывающей волны от фазовой толщины $\delta_0 = \frac{4\pi}{\lambda} n_0 d$ для тонкой голограммы в кристалле $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$

Чем обусловлено наличие $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp}$? Расчет Гулбиса [273] для пучка Гаусса и оценка отношения $\left| \frac{\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp}}{\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\parallel}} \right|$ для сцинтилляционной Г на основе уравнения Пуассона показали, что неоднородность лазерного луча по Г дает $|\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp}| < \frac{1}{3} |\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\parallel}|$ и поэтому не объясняет экспериментальных значений $\beta = 1,6 \pm 2$.

Наиболее вероятная причина $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp} \neq 0$ — структурные дефекты (блоки, дислокации, неоднородность распределения ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} по объему и т.д.), приводящие к локальным флуктуациям \vec{P}_S [274, 275], а также дефекты, созданные светом: 1) неоднородности $\perp \vec{C}$, образованные частичной переполаризацией [270]; 2) пьезоэлектрические искажения структуры полем перезарядившихся при ФР Fe^{2+} и Fe^{3+} -центров [121, 122, 270]. Наибольший вклад в $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}\perp}$ дают дефекты на поверхности [274].

При освещении дефекты могут привести к образованию как $\vec{E}_{\text{пз}\perp}$, так и $\Delta \vec{E}_{\text{пол.}\perp}$, $\Delta \vec{E}_{\text{депол.}\perp}$ (разд. 1.2.4.3).

7.3. Оптимизация голографической записи

Пропорциональность $N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ и СЧ (табл. 24, разд. 7.1.2) и анизотропия ФР (табл. 25, разд. 7.2.2) позволяют увеличить СЧ кристаллов $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ по сравнению с данными табл. 23. Оптимальной для полустоящей памяти является $N(\text{Fe}_2\text{O}_3) 0,10$ вес (табл. 24), поскольку при большей $N(\text{Fe}_2\text{O}_3)$ значительно уменьшаются τ_G , $\eta_{\text{нкс}}$ и $\eta_{\text{макс}}$.

Найдем голографические параметры СЧ в оптимальном варианте на основе наших данных. Наименьшая $W_{\text{мин}} = 1,0$ Дж/(см²·с) в табл. 23 получена для $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ 0,02 вес.% Fe_2O_3 , $d = 4,16$ мм, $\mathcal{X} = 0,065$ мм⁻¹ при $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0$ нм. Это соответствует $S_{\text{эфф.}} = 0,264$ см²/Дж, что с учетом $\frac{S_{\text{эфф.}}(0,10 \text{ вес.}\%)}{S_{\text{эфф.}}(0,02 \text{ вес.}\%)} = 5$ (табл. 24) и $\frac{S_{\text{эфф.}\parallel}}{S_{\text{эфф.}\perp}} = \frac{\Delta n_{\perp\parallel}}{\Delta n_{\perp\perp}} \approx 1,6$ (рис. 56) дает $S_{\text{эфф.}}(0,10 \text{ вес.}\%)$

$= 2,1 \text{ см}^2/\text{Дж}$ и, согласно (4.10) — $S_{\text{эксп.макс}} (0,10 \text{ вес}\%) 0,30$
 $\text{см}^2/\text{Дж}$. Если предположить, что $\eta_{\text{нкс}} = \eta_{\text{макс}}$ (гл.4) достигается
 еще в линейной части кривой $\sqrt{\eta} = f(I t)$ и учесть, что при
 $\lambda_1 = \lambda_2 = 488,0 \text{ нм}$ $R = 0,2$, $\alpha = 0,325 \text{ мм}^{-1}$ для пучка Гаус-
 са (разд.1.1.3.4) $\eta_{\text{макс.}} \approx 15\%$, то из соотношения $S_{\text{эксп.}} = \frac{V \eta_{\text{макс.}}}{M I t}$
 $= 0,30 \text{ см}^2/\text{Дж}$ при $M = 0,98$ получим $W_{\text{мин.}} = W_{\text{макс.}} = I t / \eta_{\text{макс.}}$
 $= 0,087 \text{ Дж}/(\text{см}^2\%)$. Т.о., возможно значительное увеличение СЧ
 (ср. табл.23 и 26).

7.4. Исследование тонких фазовых голограмм с многократными внутренними отражениями в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$.

7.4.1. Проверка теории тонких элементарных голограмм с многократными внутренними отражениями

Развитая в разд.3.2 теория тонких элементарных Г с МВО
 проверялась экспериментально в случае тонких поглощающих синусоидальных фазовых Г в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$. МВО влияют и на запись Г, что, как показывает расчет, проявляется в дополнительной модуляции параметров ГРС по d . Это, однако, ничего не меняет в проводимых рассуждениях, т.к. ДЭ зависит от средней по d n_1 , т.е. \bar{n}_1 (разд.1.1.3.4; 3.1). Непосредственно измеряется также \bar{n}_1 .

7.4.1.1. Методика эксперимента. Идея экспериментальной проверки включала два аспекта. Первый аспект — это сопоставление голографических измерений амплитуды фотоиндуцированного среднего по Г изменения двулучепреломления $\Delta(n_e - n_o) = \bar{n}_{1e} - \bar{n}_{1o}$ с ее непосредственным измерением с помощью ПОМ (разд.2.7). Второй аспект — это голографическая проверка самосогласованности теории. На основании измеренных R , τ и η_1 можно вычислить η_0^r и η_1^r и сопоставить их с экспериментальными зна-

чениями.

Для проверки использовались формулы для гауссовых пучков (3.53) и (3.54), т.к. в этом случае не требуется получение плоской волны из гауссова пучка лазера. Кроме того, на полуля- нце типа (3.49) указывают результаты сканирования Г (рис.59).

Для практического применения к записываемым в наши кристаллы $\text{LiNbO}_3\text{-Fe Г}$ ($R_1 \approx 0,1$, $d = 0,22$ мм, $\Lambda = 100$ мкм, $\delta_{10} < 0,8$, $\cos \delta_0 > 0$) вместо (3.53) и (3.54) были получены следующие при- ближенные выражения (без индекса "g"):

$$\eta_1 = \frac{(1-R_\phi)^2}{48 R_\phi} R_1 \delta_{10}^2 [1 + 9R_1^2 + 6R \cos \delta_0], \quad (7.6)$$

$$\eta_0^r = R_\phi + \frac{(1-R_\phi)^2}{R_\phi} R_1^2 \left[1 + \frac{2R_\phi}{1-R_\phi} - \frac{1}{6} \left(1 + \frac{4R_\phi}{1-R_\phi} \right) \delta_{10}^2 - \right. \\ \left. - 2(1-R_\phi) R_1 \left[1 + \frac{1-R_\phi}{R_\phi} R_1^2 \left(1 - \frac{5}{12} \delta_{10}^2 \right) \right] \cos \delta_0 - \right. \quad (7.7)$$

$$\left. - 8(1-R_\phi) R_1^2 \left(1 - \frac{1}{3} \delta_{10}^2 \right) \cos^2 \delta_0, \right.$$

$$\eta_1^r = \frac{1}{12} \frac{(1-R_\phi)^2}{R_\phi} R_1^2 \delta_{10}^2 (1 + 4R_1 \cos \delta_0 + \\ + 12 R_1^2 \cos^2 \delta_0) \quad (7.8)$$

В приближенных формулах (7.6-7.8) учтены одно внутреннее от- ражение для η_1 и два - для η_0^r , η_1^r , а также принято, что $\Delta \delta_{00} = 0$.

Для иллюстрации влияния МВО на η_1 с помощью формулы (7.6) было вычислено отношение η_1 при МВО к η_1 при однократном прохождении считывающего необыкновенного луча через Г в за- висимости от фазовой толщины δ_0 (рис.58).

Величины R_1 и $\cos \delta_0$ кристалла в месте записи Γ до эсепонирования определялись по измеренным R и τ из формул Эри [255]:

$$R = \frac{R_\phi + \frac{R_1^2}{R_\phi} - 2R_1 \cos \delta_0}{1 + R_1^2 - 2R_1 \cos \delta_0}, \quad (7.9)$$

$$\tau = \frac{R_1 (1 - R_\phi)^2}{R_\phi (1 + R_1^2 - 2R_1 \cos \delta_0)}, \quad (7.10)$$

где $R_\phi = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$. Для определения R_ϕ из [279] при $\lambda = 632,8$ нм были взяты значения показателей преломления $n_o \approx 2,29$, $n_e \approx 2,20$, что дало $R_{\phi o} = 0,15$, $R_{\phi e} = 0,14$.

В эксперименте использовались два электрически разомкнутых монокристалла (№ 1 и № 2) LiNbO_3 с 0,1 вес.% Fe_2O_3 и $d = 0,22$ мм, вырезанные $\parallel \vec{C}$, имевшие высокую степень однородности распределения примеси железа по объему, клиновидность $12''$ и имевшие не более одной неровности поверхности ("высота" или "глубина" которые не превышала 0,03 мкм) на площадке диаметром 1,7 мм. О наличии в них МВО говорило осциллирующее с t изменение R [237].

Для записи и считывания Γ использовался лазер ЛГ-36А (табл.16), поляризация которого менялась четвертьволновой пластинкой и поляризатором. Запись велась обыкновенными лучами. Ось \vec{C} была перпендикулярна биссектрисе записывающих лучей и лежала в плоскости падения. Кристаллы использовались многократно (разд.2.1). Считывание велось как обыкновенным, так и необыкновенным лучом. Световые потоки измерялись по схеме рис.15,б.

В ходе эксперимента T контролировалась термометром и менялась не более, чем на $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Этим, в частности, обуславлива-

лись погрешности измерения Δ , τ и R . Погрешности измерения η_0 , τ и η_1 составляли не более 4%, а погрешность измерения R , η_0^r и η_1^r - соответственно 5%, 5% и 10% (для обеих поляризаций).

Диаметр сканирующего Г светового зонда ($\lambda = 632,8$ нм) составлял 15 мкм. Это, в частности, определило выбор $\Lambda = 100$ мкм. Расчет, однако, показывает, что влияние усреднения, вызванного конечным диаметром светового зонда на точность измерения $\Delta(n_e - n_o)$ не велико. В данном случае $\delta \leq 1\%$. δ определения $\bar{n}_{10e} - \bar{n}_{10o}$ вызванная разностью T в $2 \pm 3^\circ\text{C}$ при измерении двумя методами, была не более 0,02%.

7.4.1.2. Результаты сравнения эксперимента с теорией. Голографические и поляризационно-оптические измерения сопоставлены в табл.27.

Соответствующие табл.27,28 экспозиции были достаточно малыми для получения синусоидальных Г (разд.7.4.2). Погрешности определения $\bar{n}_{100 \text{ гол.}}$ и $\bar{n}_{10e \text{ гол.}}$ составляли 3%, а погрешность определения $\bar{n}_{10e} - \bar{n}_{10o}$ обеими методами не превышала $7 \pm 10\%$. Полученные результаты в пределах погрешностей совпадают.

В табл.28 представлены результаты проверки самосогласованности теории. Погрешности рассчитанных величин $\eta_{0 \text{ теор.}}^r$ и $\eta_{1 \text{ теор.}}^r$ для обеих поляризаций не превышали 20%. В пределах этой точности теоретические и экспериментальные значения Δ из табл.28 находятся в согласии.

Интересно отметить, что заметное отличие η_{00}^r и η_{0e}^r для кристаллов № 1 и № 2 и их отличие от $R_{\phi 0} = 0,15$ и $R_{\phi e} = 0,14$ является наглядным свидетельством наличия МВО. Так оценка согласно (7.7) показывает, что для изменения η_{0e}^r от 6% до 24% достаточно $\Delta n_e = 2 \cdot 10^{-4}$.

Таблица 27

Сравнение результатов голографических измерений
с результатами сканирования голограмм в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$

поляризационно-оптическим методом.

$$\begin{aligned} T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}; \lambda_1 = \lambda_2 = 632,8 \text{ нм}; \\ \Lambda = 100 \text{ мкм}; I_{\text{зап.}} = 0,14 \text{ Вт/см}^2; \\ = 0,997 \end{aligned}$$

Кристалл	№ I		№	
	1,5	3	1,5	3
$t_{\text{зап.}}, \text{ мин.}$	1,5	3	1,5	3
$\bar{n}_{10 \text{ гол.}} \cdot 10^5$	2,2	3,6	2,6	4,0
$\bar{n}_{1e \text{ гол.}} \cdot 10^5$	3,8	6,3	5,3	9,9
$(\bar{n}_{1e} - \bar{n}_{10})_{\text{гол.}} \cdot 10^5$	1,6	2,7	2,6	5,9
$(\bar{n}_{1e} - \bar{n}_{10})_{\text{пом.}} \cdot 10^5$	1,8	2,7	2,5	5,5

Таблица 28

Проверка самосогласованности теории тонких голограмм
с многократными-внутренними отражениями

Кристалл $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$	№ 1		№ 2		
	$t_{\text{зап.}}$, мин.	1,5	3	1,5	3
η_{00}^r ТЕОР. , %		9,2	7,2	22	25
η_{00}^r ЭКСП. , %		8,3	8,0	18	22
η_{0e}^r ТЕОР. , %		8,2	7,6	20	23
η_{0e}^r ЭКСП. , %		7,4	6,3	22	24
η_{10}^r ТЕОР. , %		0,024	0,059	0,036	0,090
η_{10}^r ЭКСП. , %		0,020	0,072	0,036	0,070
η_{1e}^r ТЕОР. , %		0,087	0,23	0,16	0,56
η_{1e}^r ЭКСП. , %		0,072	0,23	0,18	0,48

7.4.2. Некоторые особенности фоторефракции в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ при записи голограмм

Совпадение результатов голографических и поляризационно-оптических измерений свидетельствует о синфазности изменения n_o и n_e под действием света, что подтверждает ЭО природу ФР в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ (разд. I.2.4.1).

ПОМ сканограммы показали, что запись переставала быть синусоидальной при $t_{\text{зап.}} \approx 6$ мин. (50 Дж/см^2) и $(\bar{n}_{10e} - \bar{n}_{10o}) \approx 10^{-4}$. Характер несинусоидальности (рис. 59, в) Г свидетельствует о дрейфе электронов при ФР (разд. I.2.4.4, I.3).

Сканирование Г также свидетельствует об изменении средних по Г показателей преломления n_{oo} и n_{oe} , на что указывает изгиб синусоид на рис. 59. Этот вывод находится в соответствии с рассмотрением ФР при записи Г в электрически разомкнутых кристаллах [280].

Сканограммы позволяют найти и величину изменения n_{oo} и n_{oe} . При малых $It \leq 25 \text{ Дж/см}^2$ как для Δn_{oo} , так и для Δn_{oe} выполняется соотношение $\bar{n}_1 / \Delta n_o \approx 1$ (рис. 59, а). Далее, с ростом It отношение $\bar{n}_1 / \Delta n_o$ увеличивается, хотя запись остается синусоидальной (рис. 59, б).

В этом проявляется нелокальность ФР. Взаимодействие света о ФР кристаллом, вообще говоря, не может быть исчерпывающе описано зависимостью Δn_o и Δn_e от It . Необходимо задать семейство функций импульсного отклика (типа рис. 7) при различных It или семейство "фоторефрактивных МПФ" как при описании отклика светорассеивающей ГРС (разд. I.1.1). Только при малых It ФР можно считать локальной. Нелокальность ФР в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ связана, очевидно, с его ЭО природой.

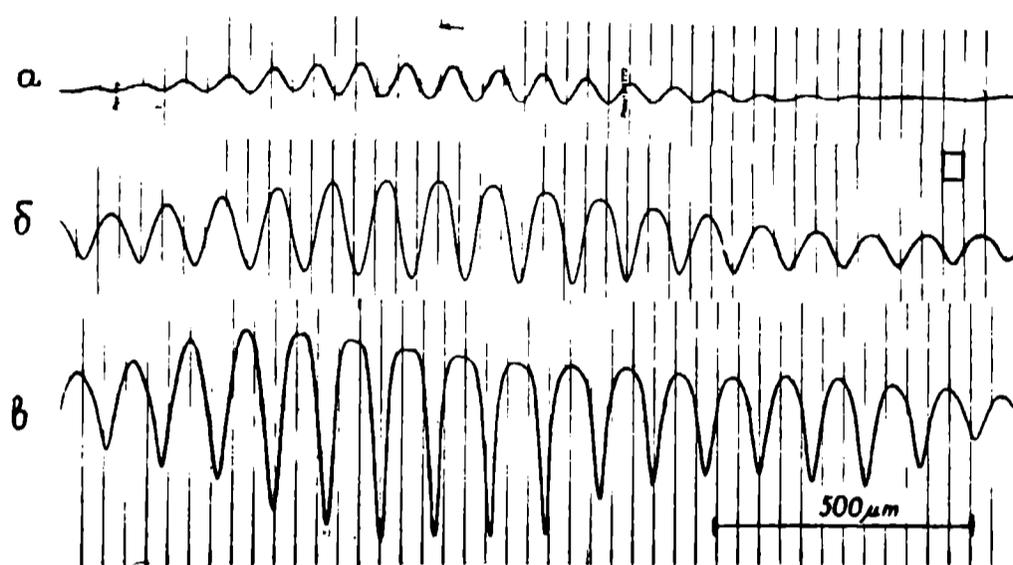


Рис. 59. Результаты сканирования тонких голограмм в $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$ поляризационно-оптическим методом при различных временах экспозиции (в минутах): а - 1,5, б - 5, в - 23. Высота одной большой клетки соответствует $\Delta(n_e - n_o) = 4,15 \cdot 10^{-5}$. $T_1 = T_2 = 20^\circ\text{C}$; $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ нм; $\Lambda = 100$ мкм; $I_{\text{зап.}} = 0,14$ Вт/см², $M = 0,997$.

З А К Л Ю Ч Е Н И Е

Как отмечалось во Введении, настоящая работа посвящена исследованию фотофизических процессов при записи голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах (ЛОК) KBr , аморфных полупроводниковых (АП) пленках типа $As-Se$ и $As-S$ и в сегнетоэлектрических (СЭ) кристаллах $LiNbO_3$, которые представляют собой три класса неорганических материалов – фотохромные материалы, аморфные полупроводники и электрооптические материалы. Эта общая задача была сведена к четырем более узким: I. к исследованию механизмов фотоиндуцированных процессов; II. к определению, оптимизации и сравнению голографических характеристик ЛОК KBr , АП пленок $As-Se$ и $As-S$, СЭ кристаллов $LiNbO_3$; III. к развитию голографического метода исследования фотоиндуцированных процессов; IV. к разработке необходимой для решения предыдущих задач теории в случаях, когда она была развита недостаточно. Рассмотрим выполнение этих задач в порядке постановки и связанные с ними нерешенные проблемы.

I. Исследована зависимость $F \rightarrow X$ обесцвечивания ЛОК KBr от интенсивности F -света. Предложена простая феноменологическая модель этого процесса как конкуренции реакций $F \rightarrow X$ и $X \rightarrow F$, качественно объясняющая своеобразную зависимость параметров обесцвечивания от интенсивности F -света и экспозиции, а также особенности записи голограмм – их квазиоднородность и нелинейность.

Исследование релаксации голограмм в ЛОК KBr при комнатной температуре позволило изучить релаксацию ЛОК KBr после воздействия света. Релаксация проходит в два этапа, причем, первый – "быстрый" имеет постоянную времени несколько дней, а

второй "медленный" – несколько лет. "Быстрая" релаксация обусловлена реакцией $X \rightarrow F$, а "медленная" – главным образом ангильцией F -центров на поверхности.

Теоретически и экспериментально исследована дисперсионная фоторефракция (ДФР) в ЛОК KBr и на этой основе впервые осуществлена запись амплитудно-фазовых голограмм с повышенной дифракционной эффективностью (ДЭ; $\eta_{90} \approx 12\%$) и светочувствительностью (СЧ). Обнаружено отличие F -полосы от гауссовой, в частности, эффективность ДФР имеет максимум при длине волны $\lambda \approx 520$ нм. Предполагается, что он связан с примесями или K -полосой. Амплитудно-фазовая запись в ЛОК KBr сопровождается "шумом" рассеяния, изменением угла Брегга, эффектом Бермана. Дальнейшее исследование и оптимизация записи в ЛОК KBr требует изучения характеристик обесцвечивания в синезеленой области спектра. В ЛОК KBr обнаружен и исследован новый эффект самоусиления голограмм, обусловленный главным образом, спецификой записи на обесцвечивание и особенностями реакции $F \rightarrow X$.

Отличие кинетики фотоиндуцированного изменения пропускания ЛП пленок $As-Se$ и $As-S$, значительно меньшая разрешающая способность (РС) $As-S$ (500 и 9000 лин/мм), а также различие влияния состава на ДЭ и СЧ говорит о существенном различии микроструктуры этих пленок. В чем заключаются это различие должны показать будущие исследования.

Голографически исследована анизотропия фоторефракции (ФР) в $LiNbO_3-Fe$, т.е., зависимость ФР от формы светового пятна и от поляризации света. Подтверждена и количественно уточнена модель ФР Чена.

Показано, что зависимость ФР от поляризации света при записи обусловлена дихроизмом ФР центров. Однако фотовольтаические токи, которые по существующим представлениям обуславливают

изменение внутреннего электрического поля ($\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}}$) в модели Чена, практически не зависят от поляризации света. Возможно, это связано с зависимостью от поляризации света фотovoltaической константы $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$

Оказалось, что анизотропия ФР при считывании не является постоянной, а зависит от экспозиции. Это естественно объясняется неколлинеарностью $\Delta \vec{E}_{\text{внутр.}}$ и оси \vec{C} . Причина неколлинеарности требует дальнейшего исследования, однако, скорее всего она обусловлена дефектами кристалла.

Совместное голографическое и поляризационно-оптическое исследование ФР в $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$ позволило сделать выводы о пространственной синфазности изменения обыкновенного и необыкновенного показателей преломления, о дрейфе электронов при ФР, об изменении средних показателей преломления голограммы, о нелокальности ФР.

Единой методикой определены голографические характеристики ЛОК KBr , ЛП пленок As-Se и As-S , СЭ кристаллов LiNbO_3 ДЭ, СЧ, РС, времена релаксации голограмм. Проведены исследования их зависимости от различных факторов и оптимизация. Для ЛОК KBr рассчитаны спектральные зависимости предельных голографических параметров ($\eta_{\text{макс.}}$, $W_{\text{мин.}}$ и $D_{\text{нач.}}$). Предельная СЧ фотохромных материалов примерно совпадает с СЧ высоко-разрешающих фотоэмульсий.

Сравнение лучших голографических параметров, достигнутых в ЛОК KBr , ЛП пленках As-Se и As-S , в СЭ кристаллах LiNbO_3 (табл. 29, а также табл. 9, 12, 13) показало, что наибольшие ДЭ и СЧ дают кристаллы $\text{LiNbO}_3 - \text{Fe}$. Однако, следует учесть возможности дальнейшей оптимизации. Наибольшие они в ЛОК KBr , причем ЛОК KBr не являются лучшими ШГК для записи голограмм.

Таблица 29

Сравнение лучших голографических параметров трех классов исследованных голографических регистрирующих сред (см. таблицы 19, 21, 23, 26)

	$\eta_{\text{нкс}},$ %	$W_{\text{мин.}},$ Дж/(см ² %)	$\eta_{\text{макс.}},$ %	$W_{\text{макс.}},$ Дж/(см ² %)	$S_{\text{эфф.}},$ см ² /Дж	$S_{\text{эксп.макс.}},$ см ² /Дж	$\Phi 03_{\text{нкс}},$ (%см) ² /Дж	$\Phi 03_{\text{макс.}},$ (%см) ² /Дж
АОГ KBr	9,4	14	12,1	75	0,0134	0,004	0,24	0,085
АГ пленка As ₃₇ S ₆₃	21	0,50	30,0	0,76	0,76	0,40	42	45
ОГ кристал- лы LiNbO ₃ -Fe	30	0,087	50,0	0,087	2,1	0,30	172	172

Как видно из сказанного (и разд. I.3), голографический метод — гибкое орудие исследования фотоиндуцированных процессов. Особенно эффективна комбинация голографического метода и методов сканирования голограмм — микроспектрофотометрического и поляризационно-оптического.

IV. На основе дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа разработана и экспериментально проверена (в случае As_2, Se_3 и $LiNbO_3-Fe$) теория тонких амплитудно-фазовых голограмм с многократными внутренними отражениями и без них. Ранее эта теория имела фрагментарный характер.

Для объективного сравнения и оценки СЧ сред с различными механизмами записи в работе развит и применен новый подход. Ограниченность этого подхода заключается в условии линейности зависимости $\sqrt{\eta}$ от экспозиции в начальной стадии записи, что выполняется не всегда. Обобщение на случай произвольной зависимости $\sqrt{\eta}$ от экспозиции встречается с большими трудностями.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Экспериментально и теоретически исследованы процессы записи, считывания и релаксации голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr на основе фотохромной реакции $F \rightarrow X_c$ с учетом дисперсионной фоторефракции. Это позволило впервые осуществить преимущественно фазовую запись в этих кристаллах и существенно улучшить их голографические параметры. Особенности процессов записи, в частности, обуславливают новый тип эффекта самоусиления голограмм, впервые обнаруженного и исследованного в настоящей работе.

2. Обнаружено существенное различие фотоиндуцированных процессов в аморфных полупроводниковых пленках $As-Se$ и $As-S$, выражающиеся в различии кинетики фотоиндуцированного

изменения пропускания, разрешающей способности и влияния состава на эффективность записи.

3. Экспериментально и теоретически исследована фоторефракция в сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO_3 . Обнаружены такие особенности фоторефракции, как анизотропия записи, зависимость от экспозиции анизотропии считывания, синфазность изменения обыкновенного и необыкновенного показателей преломления в пространстве, нелокальность. Показано, что анизотропия записи вызвана дихроизмом фоторефрактивных центров, а анизотропия считывания — внутренним линейным электрооптическим эффектом и неколлинеарностью изменения внутреннего электрического поля и оптической оси.

4. С единых позиций измерены, оптимизированы и сопоставлены голографические характеристики аддитивно окрашенных кристаллов KBr , аморфных полупроводниковых пленок As-Se и As-S , сегнетоэлектрических кристаллов LiNbO_3 .

Получены общие выражения для предельных параметров толстых голограмм в фотохромных материалах и рассчитаны их спектральные зависимости для гауссовой и реальной F -полос в аддитивно окрашенных кристаллах KBr . Показано, что дисперсионная фоторефракция в щелочногалогидных кристаллах позволяет достичь дифракционной эффективности $60\pm 70\%$, при этом увеличивается также светочувствительность, которая в предельном для фотохромных материалов случае определяется удельной энергией записи $W_{\text{мин}} \approx 10^{-5}$ Дж/(см²%).

5. Развита голографический метод исследования фотоиндуцированных процессов. Разработаны также: 1) Метод микрометрической щели для проверки гауссовости лазерного пучка и измерения его диаметра; 2) Метод эквивалентной линзы для быстрой оценки

изменения показателя преломления.

6. Разработана и экспериментально проверена теория тонких амплитудно-фазовых голограмм с многократными внутренними отражениями света и без них.

7. Развита общий подход к определению светочувствительности оптических регистрирующих сред на основе набора голографических параметров светочувствительности, позволяющий сравнивать по светочувствительности среды с различными механизмами записи, характеризовать эффективность механизмов записи независимо от конкретных значений оптических и геометрических параметров образца, и оптимизировать запись голограмм в данной среде.

Основное содержание диссертации отражено в работах [34, 48, 113, 145, 184, 188, 250, 257, 262, 265, 266, 276] и доложено на I (Тбилиси, 1972 г.), II (Киев, 1975 г.) и III (Ульяновск, 1978 г.) Всесоюзных конференциях по голографии, на сессиях Научного совета АН СССР по проблеме "Голография" в Юрмале в мае 1977 г. и в апреле 1979 г., на конференции по дефектам в диэлектриках (Гетлинбург, США, 1977 г.), на IV Международной конференции по сегнетоэлектричеству (Ленинград, 1977 г.), на Международной конференции по оптической вычислительной технике (Вышеград, ВНР, 1977 г.) и на III Международном симпозиуме по прикладной голографии "Интеркамера" (Прага, ЧССР, 1978 г.) и на др. совещаниях.

В заключении выражаю глубокую благодарность Д.П.Попеле и Г.Я.Скуине за помощь в работе, П.А.Аугустову за совместные исследования, Ю.А.Экманису, Я.Ж.Кристансону и Я.А.Тетерису за обсуждение результатов.

1. Дж. Гудмен. Введение в Фурье-оптику. М., "Мир", 1970, 364 с.
2. У. Э. Кок. Оптическая вычислительная техника: образец перемен. ТИИЭР, 1977, т. 65, №1, с. 8-13.
3. С. Б. Гуревич, В. Б. Константинов, В. К. Соколов, Д. Ф. Черных. Передача и обработка информации голографическими методами. М., "Советское радио", 1978, 304 с.
4. К. Престон. Когерентные оптические вычислительные машины. М., "Мир", 1974, 359 с.
5. Optical Data Processing, Applications. Editor D. Casavant. Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag, 1978, 286 p.
6. Современное состояние и перспективы развития голографии. Под ред. Л. Д. Бахраха и Г. Х. Фридмана. Л., "Наука", 1974, 196 с.
7. K. Švarcs, A. Ozols. Hologrāfija-revolūcija optikā. Rīga, "Zinātne", 1975, 208. lpp.
8. Ю. Н. Денисюк. Состояние и перспективы развития голографии с записью в трехмерных средах. - Тезисы III Всесоюзной конференции по голографии, Л., ЛИЯФ, с. 169-170.
9. В. А. Барачевский, В. М. Козенков. Несеребряные и необычные светочувствительные материалы для голографии и оптической обработки информации. - В кн.: Регистрирующие среды для голографии. Под ред. Н. И. Кириллова и В. А. Барачевского. Л., "Наука", 1975, с. 26-41.
10. В. А. Барачевский. Успехи разработки несеребряных и необычных светочувствительных регистрирующих сред для голографии. - В кн.: Несеребряные и необычные среды для голографии. Под ред. В. А. Барачевского, Л., "Наука", 1978, 127 с. 5-31.

11. К.К.Шварц, В.И.Готлиб, Я.Ж.Кристалсон. Оптические регистрирующие среды. Рига, "Зинатне", 1976, 184 с.
12. D.L.Staebler, J.J.Amodei. Coupled Wave Analysis of Holographic Storage in LiNbO_3 . - J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N° 3, pp. 1042 - 1049.
13. В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев, В.Б.Марков, С.Г.Одулов, М.С. Соскин. Усиление когерентных световых пучков динамическими голограммами в сегнетоэлектрических кристаллах. - Изв. АН СССР, 1977, т. 41, № 4, с. 811-820.
14. В.Л.Винецкий, А.С.Матвейчук, Е.Н.Салькова, Л.Г.Суховерхова, М.С.Соскин, Г.А.Холодарь. Голографическое усиление световых пучков в полупроводниках с линейным электрооптическим эффектом. - Тезисы III Всесоюзной конференции по голографии, Л., ЛИИФ, 1978, с. 15-16.
15. В.П.Кондиленко, В.Е.Марков, С.Г.Одулов, М.С.Соскин. Нестационарный энергообмен при записи динамических голограмм в кристаллах с фотовольтаическим эффектом. - Укр. физ. журн., 1978, т. 23, № 12, с. 2039-2043.
16. T.K. Gaylord, T.A. Rabson, F.K. Tittel, C.R. Quick. Self - Enhancement of LiNbO_3 Holograms. - J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N° 2, pp. 896-897.
17. В.А.Барачевский, Г.И.Лашков, В.А.Цехомский. Фотохромизм и его применение. М., "Химия", 1977, 297 с.
18. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин. Оптическая голография. М., "Мир", 1973, 686 с.
19. В.И.Готлиб, Д.Ж.Кристалсон, К.К.Шварц, Ю.А.Экманис. Коллидальные центры и процесс радиолиза в щелочногалогенных кристаллах. - В кн.: Радиационная физика. VII. Рига, "Зинатне", 1973, с. 143-196.
20. H.Kogelnik. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. - Bell System Techn. Journ., 1969, vol. 48, N° 9, pp. 2909-2947.

21. А.О.Озолс. Голографическое исследование фоторефракции в кристаллах ниобата лития. — Доклад на международном симпозиуме "Интеркамера" по прикладной голографии, Прага, 31 октября — 2 ноября 1978 г.
22. K.Biedermann. Silver Halide Photographic Materials.— Holographic Recording Materials. Editor H.M.Smith, Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag, 1977, pp.21-74.
23. R.C.Duncan, Jr. and D.L.Staebler. Inorganic Photochromic Materials.— В кн.: Holographic Recording Materials. Editor H.M.Smith, Berlin Heidelberg, New York, Springer Verlag, 1977, pp.133-160.
24. П.Х.Прусс, Л.В.Мациевич. Опыт определения частотно-контрастной характеристики фотографических материалов голографическим методом. — Журн.научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 1973, т.18, вып.4, с.284-286.
25. K.Biedermann, S.Johansson, A Universal Instrument for the Evaluation of the MTF and Other Recording Parameters of Photographic Materials.— J.Phys.E: Scientific Instruments, 1975, vol.8, N°9, pp.751-757.
26. А.А.Акаев, С.А.Майоров, Н.А.Смирнов. Голографические оперативные ЗУ — состояние и перспективы их развития. — Заруб. радиоэлектроника, 1975, №5, с.57-76.
27. Н.М.Померанцев. Дифракционные свойства толстослойных голограмм. — Материалы У Всесоюзной школы по голографии, Л, ЛИИФ, 1973, с.28-33.
28. R.Alferness. Analysis of Propagation at the Second - Order Bragg Angle of a Thick Holographic Grating.— J.Opt.Soc.Am.,

29. R. Magnusson, T. K. Gaylord. Analysis of Multiwave Diffraction of Thick Gratings. - J. Opt. Soc. Am., 1977, vol. 67, N°9, pp. 1165-1170.
30. В. Н. Васильев. Модуляционно-передаточная функция фазовых голограмм. - Квантовая электроника, 1975, т. 2, №10, с. 2338-2340.
31. Ю. Н. Денисюк. Принципы голографии. - Вестник АН СССР, 1971, №3, с. 48-55.
32. В. В. Аристов, В. Ш. Шехтман. Свойства трехмерных голограмм. - УФН, 1971, т. 104, вып. 1, с. 51-70.
33. Л. М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. М., "Наука", 1971, 616 с.
34. А. О. Озолс, П. А. Аугустов, К. К. Шварц. Дифракционная эффективность тонких голограмм при наличии многократных внутренних отражений. - Оптика и спектроскопия, 1978, т. 44, вып. 6, с. 1171-1179.
35. E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatnieks, J. Marks, N. Massey. Holographic Data Storage in Three-Dimensional Media. - Appl. Opt., 1966, vol. 5, N°8, pp. 1303-1311.
36. D. Gabor, G. W. Stroke. The Theory of Deep Holograms. - Proc. Roy. Soc. London, 1968, vol. A 304, 1478, pp. 275-289.
37. F. G. Kaspar. Diffraction by Thick, Periodically Stratified Gratings With Complex Dielectric Constant. - J. Opt. Soc. Am., 1973, vol. 63, N°1, pp. 37-45.
38. Н. М. Померанцев. Дифракция когерентного света в среде с пространственно-периодическим показателем преломления. - Материалы IV Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1973, с. 22-50.
39. Э. И. Крупицкий, Б. К. Чернов. Строгая теория объемных голографических решеток и перспективы ее развития. - Материалы

- УГ Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1974, с. 46-80.
40. Э.И.Крупницкий, Б.К.Чернов. Развитие строгой теории дифракции света на объемных голографических решетках. - Тезисы II Всесоюзной конференции по голографии, ч.7., Киев, 1975, с. 40-42.
41. E.Storck, U.Wolff. On the Theory of Diffraction by Holographic Gratings. - J.Appl.Phys., 1975, vol.46, N°8, p.3509.
42. А.М.Смолевич. Векторные уравнения связанных волн. - Тезисы III Всесоюзной конференции по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 45.
43. H.Kogelnik. Bragg Diffraction in Hologram Gratings With Multiple Internal Reflections. - J.Opt.Soc.Am., 1967, vol.57, N°3, pp.431-433.
44. J.Čtiroky. Coupled - Mode Theory of Bragg Diffraction in the Presence of Multiple Internal Reflections. - Opt.Communs., 1976, vol.16, N°2, pp.259-261.
45. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М., "Наука", 1970, 855 с.
46. H.Kogelnik. Reconstruction Response and Efficiency of Hologram Gratings. - В кн.: Proc.Symp.Modern Optics, Brooklyn, Polytechnic Press, 1967, pp.505-617.
47. S.Zembutsu, Y.Utsugi, T.Sakai. Diffraction Efficiency of Relief - Type Gratings in Amorphous Chalcogenide Films, - Opt. Communs., 1976, vol.17, N°1, pp.28-31.
48. А.О.Озолс. Дифракционная эффективность тонких амплитудно-фазовых голограмм. - Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, вып. I, с.168-174.
49. M.P.Petrov, A.I.Grachev, A.A.Kukharskii, I.A.Smirnov, S.G.Shul'man. Holographic Storage in SmS Thin Films. - Opt.Communs., 1977, vol.22, N°3, pp.293-296.
50. Mark S.Chang, Tien - Wen Hou. Diffraction Efficiency of Continuously Etched Gratings in As₂S₃ Films. - Opt.Communs., 1978, vol.24, N°2, pp.220-224.

51. R.Magnusson, T.K.Gaylord. Solutions of the Thin Phase Grating Diffraction Equation. -Opt.Communs, 1978, vol.25, N°3, pp.129-132.
52. R.Magnusson, T.K.Gaylord. Diffraction Efficiencies of Thin Absorption and Transmittance Gratings. -Opt.Communs., 1979, vol.28, N°1, pp.1-3.
53. N.Uchida. Calculation of Diffraction Efficiency in Hologram Gratings Attenuated Along the Direction Perpendicular to the Grating Vector. -J.Opt.Soc.Am., 1973, vol.63, N°3, pp.280-287.
54. S.Morozumi. Diffraction Efficiency of Hologram Gratings With Modulation Changing Through the Thickness. -Japanese Journ. Appl.Phys., 1976, vol.15, N°10, pp.1929-1935.
55. D.Kermisch. Nonuniform Sinusoidally Modulated Dielectric Gratings. -J.Opt.Soc.Am., 1969, vol.59, N°11, pp.1409-1414.
56. U.Killat. Coupled Wave Theory of Hologram Gratings With Arbitrary Attenuation. -Opt.Communs., 1977, vol.21, N°1, pp.110-111.
57. Г.Шеннагель. Запись и считывания голограмм в дифракционно-ограниченных системах. - Квантовая электроника, 1975, т.2, №8, с.1622-1628.
58. Р.Гютер, С.Куш. Кинематическая теория гауссовых пучков в объемной голографии. - Квантовая электроника, 1976, т.3, №5, с.949-959.
59. S.Kusch, R.Güther. Theorie der gekoppelten Wellen für Gauß-Strahlen in der Volumenholographie. -Experimentelle Technik der Physik XXIV, 1976, Heft 1, 73-78.

60. R.-S. Chu, T. Tamir. Bragg Diffraction of Gaussian Beams by Periodically Modulated Media. - J. Opt. Soc. Am., 1976, vol. 66, N° 3, pp. 220-226.
61. R.-S. Chu, T. Tamir. Diffraction of Gaussian Beams by Periodically Modulated Media for Incidence Close to a Bragg Angle. - J. Opt. Soc. Am., 1976, vol. 66, N° 12, pp. 1438-1443.
62. L. Solymar, M. P. Jordan. Two - Dimensional Transmission Type Volume Holograms for Incident Plane Waves of Arbitrary Amplitude Distribution. - Optical and Quantum Electronics, 1977, vol. 9, pp. 437-444.
63. W. E. Parry, L. Solymar. A General Solution for Two - Dimensional Volume Holograms. - Optical and Quantum Electronics, 1977, vol. 9, pp. 527-531.
64. L. Solymar. A General Two - Dimensional Theory for Volume Holograms. - Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 31, N° 12, pp. 820-822.
65. M. P. Jordan, L. Solymar. On the Properties of a Finite Beam Reflection - Type Volume Hologram. - Optical and Quantum Electronics, 1978, vol. 10, pp. 503-507.
66. T. Todorov, L. Nikolova, M. Shosheva, M. Georgiev. Hologram Recording by Photodichroic KCl F_A (Na) Centres at Room Temperature. - Докл. Болгарской Академии наук, 1976, т. 29, N° 9, с. 1277-1280.
67. L. Nikolova, T. Todorov, P. Stefanova. Polarization Sensibility of the Photodichroic Holographic Recording. - Opt. Commun., 1978, vol. 24, N° 1, pp. 44-46.
68. С. И. Степанов, А. А. Камшилин, М. П. Петров. Особенности записи объемных голограмм в одноосных кристаллах. - ФТТ, 1977, т. 19, вып. 3, с. 721-725.

69. С.И.Степанов, А.А.Камшилин, М.П.Петров. Особенности голографической записи в двупреломляющих электрооптических кристаллах. — Материалы IX Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1977, с.365–377.
70. А.А.Камшилин, М.П.Петров, С.И.Степанов, А.В.Хоменко. Оптическая запись информации и особенности дифракции света в фоторефрактивных кристаллах. — Автометрия, 1978, №1, с.16–26.
71. М.П.Петров, С.И.Степанов. Запись и считывание объемных голограмм в двупреломляющих фоторефрактивных кристаллах на разных длинах волн. — Тезисы III Всесоюзной конф. по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с.32–32.
72. С.В.Миридонов, М.П.Петров, С.И.Степанов. Дифракция света на объемных голограммах в оптически активных фоторефрактивных кристаллах. — Письма в ЖТФ, 1978, т.4, вып.16, с.976–981.
73. В.Б.Волошинов, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Об особенностях объемных анизотропных голограмм. — Тезисы II Всесоюзной конференции по голографии, ч.1, Киев, 1975, с.93–95.
74. Ш.Д.Какичашвили. Дифракция электромагнитного поля и его голографическая запись. — Материалы VII Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1975, с.50–82.
75. Ш.Д.Какичашвили. Поляризационная (анизотропно-векторная) голографическая запись в реальных фотоанизотропных материалах. — Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, вып.2, с.390–394.
76. Ш.Д.Какичашвили, В.И.Тарасашвили. Фотоанизотропия в радиационно окрашенных силикатных стеклах. — Физ. и хим. стекла, 1977, т.3, №5, с.539–541.
77. В.М.Безручко, В.И.Бодрягин, А.А.Шаталов. Анизотропия коллоидов и эффект Вейгерта в кристаллах хлористого натрия. — ФТТ, 1970, т.12, вып.4, с.1091–1094.
78. В.Г.Жданов, В.К.Малиновский. Фотоиндуцированное двулучепре-

- ломление и дихроизм в пленках As_2S_3 . - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, вып.18, с.943-946.
79. Г.Б.Семенов, Ю.Н.Денисюк, И.А.Савостьяненко. О влиянии нелинейности фотоматериала на дифракционную эффективность амплитудных голограмм. - Материалы III Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1972, с.311-324.
80. C.T.Chang, J.L.Bjorkstam. Amplitude Hologram Efficiencies With Arbitrary Modulation Depth, Based Upon a Realistic Photographic Film Model. - J.Opt.Soc.Am., 1977, vol.67, N°9, pp.1160-1164.
81. W.W.Rigrod. Diffraction Efficiency of Nonsinusoidal Bragg Reflection Gratings. - J.Opt.Soc.Am., 1974, vol.64, N°1, pp.97-99.
82. D.Kermisch. Efficiency of Photochromic Gratings. - J.Opt.Soc.Am., 1971, vol.61, N°9, pp.1202-1206.
83. W.J.Tomlinson. Volume Holograms in Photochromic Materials. - Appl.Opt., 1975, vol.14, N°10, pp.2456-2467.
84. S.F.Su, T.K.Gaylord. Refractive - Index Profile and Physical Process Determination in Thick Gratings in Electrooptic Crystals. - Appl.Opt., 1976, vol.15, N°8, pp.1947-1952.
85. Ю.В.Ащеулов, В.И.Суханов. Запись трехмерных голограмм на фотохромном стекле с использованием процесса оптического обесцвечивания. I. - Оптика и спектроскопия, 1973, т.34, вып.2, с.356-359.
86. Ю.В.Ащеулов, В.И.Суханов. Запись трехмерных голограмм на фотохромном стекле с использованием процесса оптического обесцвечивания. II. - Оптика и спектроскопия, 1973, т.34, вып.3, с. 567-571.
87. P.Günter, F.Micheron. Photorefractive Effects and Photocurrents in KNbO_3 : Fe. - Ferroelectrics, 1978, vol.18, pp.27-38.

88. А.А.Борщ, М.С.Бородин, Б.И.Волков. Запись голографических решеток в карбиде кремния ультракороткими импульсами. - Материалы III Всесоюзной конф: по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 21-22.
89. И.Б.Баркан, Е.В.Пестряков, М.В.Энтин. Исследование импульсной голографической записи в монокристалле LiNbO_3 с примесью Fe. - Автометрия, 1976, №4, с.18-22.
90. И.Б.Баркан, Е.В.Пестряков, М.В.Энтин. Фоторефракционный эффект в электрооптических кристаллах при импульсном освещении. - Укр. физ. журн., 1976, т.21, №7, с.1144-1148.
91. П.П.Погорецкий, Е.Н.Салькова, М.С.Соскин. О возможности перераспределения интенсивности лазерных пучков с помощью динамических голограмм. - Укр. физ. журн., 1974, т.19, №10, с.1603-1609.
92. Ю.И.Островский, В.Г.Сидорович, Д.И.Стаселько, Л.В.Танин. О свойствах динамических голограмм, зарегистрированных в парах натрия. - Письма в ЖТФ, 1975, т.1, вып.22, с.1030-1033.
93. D.W.Vahey. A Nonlinear Coupled - Wave Theory of Holographic Storage in Ferroelectric Materials. - J.Appl.Phys., 1975, vol. 46, N°8, pp.3510-3515.
94. R.Magnusson, T.K.Gaylord. Use of Dynamic Theory to Describe Experimental Results from Volume Holography. - J.Appl.Phys., 1976, vol.47, N°1, pp.190-199.
95. Н.В.Кухтарев. Кинетика записи и стирания голограмм в электрооптических кристаллах. - Письма в ЖТФ, 1976, т.2, вып.24, с. III4-III9.
96. M.G.Moharam, L.Young. Hologram Writing by the Photorefractive Effect. - J.Appl.Phys., 1977, vol.48, N°8, pp.3230-3236.
97. M.G.Moharam, L.Young. Reading and Optical Erasure of Holo-

grams Stored by the Photorefractive Effect in Lithium Niobate. - *Appl. Opt.*, 1978, vol. 17, pp. 2773-2778.

98. В.Г.Сидорович. Теория преобразования световых полей амплитудными трехмерными голограммами, зарегистрированными в усиливающих средах. - *Оптика и спектроскопия*, 1977, т. 42, вып. 4, с. 693-699.
99. В.Г.Сидорович, Д.И.Стаселько. Преобразование световых пучков объемными динамическими голограммами. - *Материалы VI Всесоюзной школы по голографии*, Л., ЛИЯФ, 1974, с. 231-237.
100. Р.Балтраменнас, Ю.Вайткус, К.Ярашюнас. Динамические голографические решетки на экситонах в CdSe . - *Физ. и техн. полупроводников*, 1976, т. 10, №5, с. 969-971.
101. N.V.Kukhtarev, S.G.Odulov, M.S.Soskin. Dynamic Phase Gratings in Semiconductors Controlled by Crossed Electric and Magnetic Fields. - *Rep.Int.Conf.Opt.Computing in Res. and Development, Visegrad, Hungary, 4-9 October, 1977.*
102. А.В.Грозный, А.М.Духовный, А.А.Лещев, В.Г.Сидорович, Д.И.Стаселько. Исследование преобразования световых пучков пропускающими и отражательными динамическими голограммами с тепловым механизмом записи. - *Материалы III Всесоюзной конф. по голографии*, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 35-36.
103. Е.В.Ивакин, И.П.Петрович, А.С.Рубанов, Б.И.Степанов. Динамические голограммы в усиливающей среде. - *Квантовая электроника*, 1975, т. 2, №7, с. 1556-1558.
104. М.С.Соскин. Голографические методы амплитудно-фазовых преобразований лазерных пучков. - *Материалы IV Всесоюзной школы по голографии*, Л., ЛИЯФ, 1973, с. 231-246.
105. С.Г.Одулов. Некоторые возможности обработки изображений методами динамической голографии. - *Материалы III Всесоюзной*

106. R. Alfemess Equivalence of the Thin Grating Decomposition and Coupled - Wave Analysis of Thick Holographic Gratings. -Opt. Commun., 1975, vol. 15, N°2, pp. 213-217.
107. З.Т. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М., "Наука", 1974, 368 с.
108. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М., "Наука", 1978, 750 с.
109. Дж. Строук. Введение в когерентную оптику и голографию. М., "Мир", 1967, 347 с.
110. S. Kessler, R. Kowarschik, Diffraction Efficiency of Volume Holograms. Part 1. Transmission Holograms. -Opt. and Quant. Electronics, 1975, N°7, pp. 1-14.
111. R. Kowarschik, S. Kessler. Zum Beugungswirkungsgrad von Volumenhologrammen. Teil II. Reflexionhologramme. -Opt. and Quant. Electronics, 1975, N°7, pp. 399-411.
112. V. V. Aristov, V. Sh. Shekhtman, V. B. Timofiev. The Bormann Effect and Extinction in Holography. -Phys. Lett., 1969, vol. 28 A, N°10, pp. 700-701.
113. А. О. Озолс. Амплитудно-фазовые голограммы в аддитивно окрашенных кристаллах KBr. - Изв. АН ЛатвССР, 1979, №3, с. 138-140.
114. А. М. Гласс. Голографическая память. - В кн.: Фотоника, М., "Мир", 1978, с. 174-207.
115. П. И. Перов, М. И. Елинсон. Реверсивные среды для устройств оптической памяти. - Микроэлектроника, 1977, т. 6, вып. 6, с. 502-515.
116. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М.,

117. К.К.Шварц. Взаимосвязь фоторефрактивного и электрооптического эффектов в кристаллах ниобата лития. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, №4, с. 788-791.
118. В.М.Файн, Я.И.Ханин. Квантовая радиофизика. М., "Сов.радио", 1965, 608 с.
119. Н.Бломберген. Нелинейная оптика. М., "Мир", 1966, 424 с.
120. A.M.Glass, D.Von der Linde Photovoltaic, Photoconductive and Excited State Dipole Mechanisms for Optical Storage in Pyroelectrics. - Ferroelectrics, 1976, vol. 10, pp. 163-166.
121. N.A.Abramov, V.V.Voronov, Ir.S.Kuzminov. Local Photodeformation in Crystals of $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. - Тезисы IV Международной конф. по сегнетоэлектричеству, Ленинград, 18 - 23 сентября 1977 г., с. 196.
122. N.Ohnishi. Lattice Strains Induced in Fe-Doped LiNbO_3 Crystals by Light. - Japan.J.Appl.Phys., 1977, vol. 16, N°8, pp. 1451-1452.
123. Я.А.Тетерис, Ю.А.Экманиц. Кинетика фотостимулированных процессов в аморфных пленках As-Se . - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1979, №1, с. 21-24.
124. В.И.Белиничер, И.Ф.Канаев, В.К.Малиновский, Б.И.Стурман. Исследование механизмов оптического повреждения кристаллов ниобата лития. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, №4, с. 733-739.
125. В.Н.Синцов. Использование необычных регистрирующих сред в голографии. - Материалы II Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1971, с. 307-324.
126. А.А.Воробьев. Центры окраски в щелочногалоидных кристаллах. Книга II. Изд. ТТУ, Томск, 1968, 388 с.
127. Ч.Б.Лущик. И.К.Витол, М.А.Эланго. Распад электронных воз-

буждений на радиационные дефекты в ионных кристаллах. -

УФН, 1977, т. 122, №2, с. 223-251.

- I28. Я.Ж.Кристалсон. Радиационные коллоидальные центры окраски в щелочногалогидных кристаллах. Диссертация на соиск. уч. степени канд. физ. мат. наук, Рига, 1971, 193 с.
- I29. С.С.Калимулин. Процессы и промежуточные продукты коллоидообразования в щелочногалогидных кристаллах. Диссертация на соиск. уч. степени канд. физ. мат. наук, Рига, 1973, 114 с.
- I30. А.А.Жаксылыкова. Оптическая стабильность F-центров в щелочногалогидных кристаллах в связи с возможностью хранения информации. Диссертация на соиск. уч. степени канд. физ. мат. наук, Кемерово - Усть-Каменогорск, 1976, 208 с.
- I31. J. Ruuskanen. On the Hologram Recording Based on the $F \rightarrow Z_1$ Colour Centre Conversion in KCl : Ca and KBr : Ca Crystals. - Physica Scripta, 1977, vol. 16, pp. 114-116.
- I32. K. Tanaka, Y. Ohtsuka. Transient Characteristics of Photochromic Processes. - J. Optics (Paris), 1977, vol. 8, N°2, pp. 121-126.
- I33. I. Schneider, M. Marrone, M. N. Kabler. Dichroic Absorption of M Centers as a Basis for Optical Information Storage. - Appl. Opt., 1970, vol. 9, N°5, pp. 1163-1166.
- I34. I. Schneider, M. E. Gingerich. Diffraction by M Centers in KCl. - Appl. Opt., 1976, vol. 15, N°10, pp. 2428-2431.
- I35. R. Voszka, Sz. Tökes, P. Kolin, K. Raksanyi. Information Storage by $F \rightarrow X_k$ Center Conversion. - J. De Physique, 1976, vol. 37, N°12, pp. C 7-84-6 7-85.
- I36. Landolt - Börnstein Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. I. Band. Atom - und Mo-

Lekularphysik, 4. Teil. Kristalle. Berlin - Göttingen - Heidelberg, Springer - Verlag, 1955, 1007 b.

137. А.Н.Кравец, В.П.Кузнецов, А.А.Курмангалиева. Возможности применения кристаллов NaCl в ячейках памяти. - Изв. ВУЗ-ов. "Физика", 1973, №5, с.140-142.
138. Ю.И.Гриценко, Е.В.Писарева. Кинетика фотопроводимости кристаллов NaCl с агрегатными центрами окраски. - ФТТ, 1977, т.19, вып.4, с.1169-1171.
139. Г.И.Лашков, В.И.Суханов. Использование дисперсионной фоторефракции, обусловленной процессами с участием триплетных состояний, для регистрации фазовых трехмерных голограмм. - Оптика и спектроскопия, 1978, т.44, вып.5, с.1008-1015.
140. G.E.Scrivener, M.R.Tubbs. Thick Phase Holograms in Colour Centre Materials. - Opt.Communs., 1974, vol.10, N°1, pp.32-36.
141. I.Schneider. Dispersion and Diffraction by Anisotropic Centers in Alkali Halides. - Phys.Rev.Lett., 1974, vol.32, N°8, pp.412-415.
142. А.Н.Кравец, А.А.Жаксылыкова, Ф.С.Кравец. Объемные голограммы на кристаллах NaCl и NaCl:Ca. Ж.научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 1976, т.21, №5, с.359-362.
143. П.Д.Березин, И.Н.Компанец, А.Н.Кравец. Амплитудно-фазовые голограммы на радиационно окрашенных кристаллах NaCl - Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, вып.1, с.180-183.
144. В.Е.Маңдель. Запись объемных голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KCl : Cu - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, вып.9, с.999-1002.
145. А.О.Озолс. Зависимость кинетики обесцвечивания аддитивно окрашенных кристаллов KBr от интенсивности I -света и за-

пись голограмм. - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, №4, с. 28-36.

- I46. B. Stadnik, Z. Tromner. Optical Holographic Storage in KCl and KBr Crystals at Room Temperature. - *Nouv. Rev. Optique Appliquée*, 1972, t. 3, N°6, pp. 347-349.
- I47. Б. Стадник, З. Троннер. Диффракционная эффективность объемных голограмм, зарегистрированных в кристаллах KCl и KBr с F-центрами. - *Оптика и спектроскопия*, 1976, т. 41, вып. 1, с. 118-121.
- I48. G. E. Scrivener, M. R. Tubbs. Thick Holograms by KBr Single Crystals Containing Colour Centres. - *Opt. Commun.*, 1972, vol. 6, N°3, pp. 242-246.
- I49. P. Ketolainen, O. Salminen. Diffraction Efficiency of Thick Holograms in Coloured Sodium - Chloride Crystals. - *Lettere Al Nuovo Cimento*, 1975, vol. 13, N°14, pp. 551-552.
- I50. M. Chomat, M. Miller, F. Gregora. Holographic Recording in Photochromic CaF₂ and Its Application to Holographic Interferometry. - *Opt. Commun.*, 1971, vol. 4, N°3, pp. 243-245.
- I51. А. А. Бухараев, Н. Р. Яфаев. Запись голограмм на радиационных центрах окраски в стеклах. - *Материалы III Всесоюзной конф. по голографии*, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 346-347.
- I52. А. А. Кузьмичев, Б. А. Будкевич, А. М. Поликанин, В. В. Свиридов, В. А. Пиликович. Фотохромные пленки AgNaI - CuNaI и запись голограмм на них. - *Письма в ЖТФ*, 1978, т. 4, вып. 16, с. 950-953.
- I53. Д. П. Бандере, Д. Ж. Кристапсон. Влияние фототермической обработки на превращения центров окраски аддитивно окрашенных кристаллов KCl и KBr. - *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1974, №1, с. 179-184.

154. И.Я.Лямичев, И.И.Литвак, И.А.Оценков, Приборы на аморфных полупроводниках и их применение. М., "Советское радио", 1976, 129 с.
155. Н.Мотт. Электроны в неупорядоченных структурах. М., "Мир", 1969, 172 с.
156. Н.Мотт. Электроны в стеклообразных материалах. - УФН, 1979, т.127, вып.1, с. 41-50.
157. D.Taylor. Amorphous Materials Catch up With Crystals. -New Scientist, 1978, 30 November, pp.672-674.
158. С.Б.Гуревич, Н.Н.Ильяшенко, Б.Т.Коломиец, В.М.Любин, В.И.Наливайко, В.Г.Цукерман. Халькогенидные стеклообразные полупроводники как среды для устройств оптической обработки информации. - В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., "Наука", 1974, с.117-134.
159. В.В.Сумров, В.М.Козлов. Структура запрещенной зоны и ближний порядок в халькогенидных стеклах состава $As_x S_{100-x}$. - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, №6, с. 72-73.
160. Б.Т.Коломиец, С.С.Лантратова, В.М.Любин, В.П.Пух, М.А.Татирджанов. Фотостимулированное изменение микротвердости в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников системы $As - Se$: - ФТТ, 1976, т.18, вып.4, с. 1189-1191.
161. В.М.Козлов, Ю.А.Экманис. Микродифракционные исследования радиационных изменений структуры аморфных полупроводников. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т.41, №5 с. 1021-1023.
162. S.A.Keneman, J.Borgogna, J.N.Zemel. Evaporated Films of Arsenic Trisulfide: Physical Model of Effects of Light Exposure and Heat Cycling. -J.Appl.Phys., 1978, vol.49, N°9, pp.4663-4673.
163. В.М.Ганин, С.Б.Гуревич и др. Фотоструктурные превращения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и их ис-

пользование для записи оптической информации. — Тезисы II Всесоюзн. конф. "Бессеребряные и необычные фотографические процессы", Кишинев, 1975, с. 32-34.

164. С. П. Залетаев, В. М. Козлов. Электронные и колебательные спектры аморфного As_2S_3 . — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1976, №3, с. 118-120.
165. В. Е. Карнатовский, В. И. Наливайко, В. Г. Цукерман. Реверсивная запись голограмм в халькогенидных стеклообразных полупроводниках в области повышенных температур. — Квантовая электроника, 1976, т. 3, №1, с. 219-221.
166. В. И. Власов, А. А. Кикинши, Д. Г. Семак. Исследование характеристик фотозаписи на халькогенидных слоях $As-Se$. — Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 1976, т. 21, вып. 2, с. 139-141.
167. С. Б. Гуревич, Б. Т. Коломиец, В. Б. Константинов, В. М. Любин, И. А. Маурер. Различие кинетики фотостимулированных изменений поглощения и преломления света в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. — Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, №23, с. 1076-1079.
168. Ф. Хофф, М. Хомат, Б. Стадник. Некоторые результаты в области исследования новых материалов для голографической записи. — Материалы V Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1973, с. 557-566.
169. С. Б. Гуревич, Н. Н. Ильяшенко, Б. Т. Коломиец, В. М. Любин, В. А. Федоров. Использование пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников в двухволновом режиме записи и считывания голограмм. — В кн.: Пространственные модуляторы света, Л., "Наука", 1977, с. 125-132.
170. Н. М. Ганжерли, В. И. Коченов. Особенности записи голограмм на пленках $AsSe$ излучением гелий-неонового лазера. — В кн.:

Оптическая обработка информации, Л., "Наука", 1978, с. 26-38.

171. М.П.Лисица, У.Насыров, И.В.Фекешгази. Влияние температуры на нелинейное поглощение света в сульфиде мышьяка. - Укр.физ. журн., 1977, т. 22, №4, с. 674-676.
172. М.Д.Михайлов, С.К.Новоселов. Влияние электрического поля на кинетику кристаллизации пленок халькогенидных стекол. - Неорганические материалы, 1977, т. 13, №6, с. 1084-1085.
173. А.М.Стоунхэм. Теория дефектов в твердых телах. Том 1. М., "Мир", 1978, 569 с.
174. А.М.Стоунхэм. Теория дефектов в твердых телах. Том 2. М., "Мир", 1978, 357 с.
175. С.Г.Одулов, М.С.Соскин. Запись фазовых голограмм в полупроводниковых кристаллах. - Материалы VI Всесоюзной школы по голографии, Л., ЛИЯФ, 1974, с. 532-559.
176. D.von der Linde, O.F.Schirmer, H.Kurz. Intrinsic Photorefractive Effect of LiNbO_3 . - Appl.Phys., 1978, vol.15, N°2, pp.153-156.
177. C.T.Chen, D.M.Kim, D.von der Linde. Efficient Hologram Recording in $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ Using Optical Pulses. - Appl.Phys.Lett., 1979, vol.34, N°5, pp.321-324.
178. G.E.Peterson, A.A.Ballman, P.V.Lenzo, P.M.Bridenbaugh. Electro-optic Properties of LiNbO_3 . - Appl.Phys.Lett., 1964, vol.5, N°3, pp.62-64.
179. A.Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziedzic, R.G.Smith, A.A.Ballman, J.J.Levinstein, K.Nassan. Optically - Induced Refractive Index Inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 . - Appl.Phys.Lett., 1966, N°1, pp.72-74.
180. F.S.Chen, J.T.La Macchia, D.B.Frasor. Holographic Storage in Lithium Niobate. - Appl.Phys.Lett., vol.13, 1968, N°7, pp.223-225.
181. F.Micheron. Sensitivity of the Photorefractive Processes. -

Ferroelectrics, 1978, vol. 18, pp. 153-159.

182. П.А.Аугустов, В.И.Готлиб. Влияние электрического поля на фотопреломление в ниобате лития. - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1976, №3, с. II4-II7.
183. A.M. Glass, D. von der Linde, T.J. Negran. High - Voltage Bulk Photovoltaic Effect and the Photorefractive Process in LiNbO_3 . - Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, N°4, pp. 233-235.
184. K.K. Shvarts, P.A. Augustov, A.O. Ozols. Defects and Photorefractive Processes in LiNbO_3 Crystals. - Proc. Int. Conf. "Defects in Insulating Crystals", Getlinburg, Tennessee, USA, 9-14 October 1977, pp. 389-390.
185. В.С. Айрапетян, И.Б. Баркан, Е.В. Пестряков. Временная зависимость фоторефракционного эффекта в ниобате лития, легированного железом. - Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, вып. 17, с. 802-805.
186. В.И. Суханов, Ю.В. Ащеулов, А.Е. Петников, И.Я. Мамонтов. Исследование динамики процесса записи голограмм на кристаллах ниобата лития. - В кн.: Оптическая голография и ее применения, Л., "Наука", 1977, с. 13-27.
187. В.М. Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М., "Наука", 1976, 408 с.
188. K.K. Shvarts, P.A. Augustov, A.O. Ozols, A.K. Popelis. Photorefractive Kinetics in LiNbO_3 Crystals Under Irradiation and Heating. - Ferroelectrics, 1978, vol. 22, pp. 655-657.
189. П.А.Аугустов, К.К.Шварц. Влияние внешнего электрического поля и интенсивности света на фотопреломление в LiNbO_3 . - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, №5, с. 10-12.
190. I.B. Barkan, S.I. Marennikov, M.V. Entin. Holographic Storage in LiNbO_3 Crystal at High Temperatures. - Phys. Stat. Sol. (a), 1976, vol. 38, pp. K139-K142.
191. Y. Ohmori, M. Yamaguchi, K. Yoshino, Y. Inuishi. Optical Damage in

- Fe - Doped LiNbO_3 . -Jap.Journ.Appl.Phys., 1979, vol.18, N°1, pp.79-84.
192. J.J.Amodei, D.L.Staebler. Holographic Recording in Lithium Niobate. -RCA Review, 1972, vol.33, pp.71-93.
193. I.B.Barkan, M.V.Entin, S.I.Marennikov, Conductivity of Fe - Doped LiNbO_3 Crystals. -Phys.Stat.Sol.(a), 1977, vol.44, pp. K91-K94.
194. A.Zylbersztejn. Thermally Activated Trapping in Fe - Doped LiNbO_3 . -Appl.Phys.Lett., 1976, vol.29, N°12, pp.778-780.
195. H.Thrig. On the Polaron Nature of the Charge Transport in BaTiO_3 . -J.Phys.C:Solid State Phys., 1975, vol.9, pp.3469-3474.
196. T.K.Gaylord, T.A.Robson, F.K.Tittel. Optically Erasable and Rewritable Solid State Holograms. -Appl.Phys.Lett., 1972, vol.20, N°1, pp.47-49.
197. В.Б.Марков, С.Г.Одулов, М.С.Соскин. Запись фазовых голограмм в кристаллах ниобата лития. - В кн.: Регистрирующие среды для голографии, Л., "Наука", 1975, с.127-134.
198. А.Л.Микаэлян, Э.Х.Гуланян, Е.И.Дмитриева, И.Р.Дорош. Отражательные голограммы в кристаллах $\text{LiNbO}_3\text{-Fe}$. - Квантовая электроника, 1978, т.5, №2, с.440-442.
199. E.Okamoto, H.Ikeo, K.Muto. Holographic Storage in U - Doped LiNbO_3 . -Appl.Opt., 1975, vol.14, N°10, pp.2453-2455.
200. K.Megumi, H.Kozuka, M.Kobayashi, Y.Furuhata. High - Sensitive Holographic Storage in Ce - Doped SBN. -Appl.Phys.Lett., 1977, vol.30, N°12, pp.631-633.
201. M.Peltier, F.Micheron. Volume Hologram Recording and Charge Transfer Process in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. -J.Appl.Phys., 1977, vol.48, N°9, pp.3683-3690.

202. W. Phillips, J. J. Amodi, D. L. Staebler. Optical and Holographic Storage Properties of Transition Metal Doped Lithium Niobate. -RCA Review, 1972, vol. 33, pp. 94-109.
203. R. R. Shah, D. M. Kim, T. A. Rabson, F. K. Tittel. Characterization of Iron - Doped Lithium Niobate for Holographic Storage Applications. -J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, N° 12, pp. 5421-5431.
204. Н. В. Владимирцев, В. А. Голенищев-Кутузов, С. А. Мигачев, Н. А. Шамуков. Особенности оптически индуцированного изменения показателя преломления в LiNbO_3 . - ФТТ, 1978, т. 20, вып. II, с. 3453-3454.
205. W. Phillips, D. L. Staebler. Control of the Fe^{2+} Concentration in Iron - Doped Lithium Niobate. -J. Electronic Materials, 1974, vol. 3, N° 2, pp. 601-617.
206. E. Krätzig, H. Kurz. Spectroscopic Investigation of Photovoltaic Effects in Doped LiNbO_3 . -J. Electrochem. Soc.: Solid - State Science and Technology, 1977, vol. 124, N° 1, pp. 131-134.
207. R. Orłowski, E. Krätzig. Holographic Method for the Determination of Photo - Induced Electron and Hole Transport in Electro - optic Crystals. -Solid State Commun., 1978, vol. 29, N 8, pp. 335-342.
208. P. A. Augustov, K. K. Shvarts. Surface Recombination and Photorefraction in LiNbO_3 - Fe Crystals. -Appl. Phys., 1979, vol. 18, pp. 399-401.
209. A. M. Glass, D. von der Linde, D. M. Auston, T. J. Negran. Excited State Polarization, Bulk Photovoltaic Effect and the Photo - refractive Effect in Electrically Polarized Media. -Journ. of Electronic Materials, 1975, vol. 4, N° 5, pp. 915-943.

210. В.В.Воронов, Ю.С.Кузьминов, В.В.Осико. Оптически индуцированное изменение показателя преломления в сегнетоэлектрических кристаллах и его использование для создания обратимой голографической памяти (обзор). - Квантовая электроника, 1976, т.3, №10, с.2101-2126.
211. А.П.Леванюк, В.В.Осипов. Механизмы фоторефрактивного эффекта. - Изв. АН СССР, 1977, т.41, №4, с.752-770.
212. D.L.Staebler. Ferroelectric Crystals. - В кн.: Holographic Recording Materials. Editor H.M.Smith. Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag, 1977, pp.101-132.
213. К.К.Шварц, Фотопреломление в кристаллах ниобата лития и поиск новых электронных материалов для записи оптической информации. - В кн.: Несеребряные и необычные среды для голографии, Л., "Наука", 1978, с.31-50.
214. L.B.Schein, P.J.Cressman, F.M.Teschke. Electrostatic Observations of Laser - Induced Optical Damage in LiNbO_3 . - J.Appl. Phys., 1977, vol.48, N°11, pp.4844-4847.
215. К.Г.Белабаев, В.Б.Марков, С.Г.Одулов. Управляемая электрическим полем запись информации в кристаллах LiNbO_3 . - Укр.физ.журн., 1976, т.21, №11, с.1820-1822.
216. V.L.Vinetskii, M.A.Itskovskii. Pyroelectric Mechanism of the Holographic Grating Recording. - Ferroelectrics, 1978, vol.18, pp.81-89.
217. R.vonBaltz. Theory of the Anomalous Bulk Photovoltaic Effect in Ferroelectrics. - Phys.Stat.Sol.(b), 1978, vol.89, pp.419-429.
218. A.V.Guinzberg, K.D.Kochev, Yn.S.Kuzminov, T.R.Volk. The Spectral Characteristics of the Photorefractive Effect in Barium - Strontium Niobate Crystals. - Ferroelectrics, 1978, vol.18, pp.71-73.

219. W. T. H. Koch, R. Munzer, W. Ruppel, P. Würfel. Anomalous Photovoltage in BaTiO_3 . - *Ferroelectrics*, 1976, vol. 13, pp. 305-307.
220. К. Г. Белабаев, В. Б. Марков, С. Г. Одулов. Фотовольтаический эффект в восстановленных кристаллах ниобата лития. - *ФТТ*, 1978, т. 20, вып. 8, с. 2520-2522.
221. А. Ярич. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М., "Сов. радио", 1973, 455 с.
222. N. J. Berg, B. J. Udelson, J. N. Lee. A New Acoustophotorefractive Effect in Lithium Niobate. - *Appl. Phys. Lett.*, 1977, vol. 31, N° 9, pp. 555-557.
223. В. М. Фридкин, Б. Н. Попов. Аномальный фотовольтаический эффект в сегнетоэлектриках. - *УФН*, 1978, т. 126, вып. 4, с. 657-671.
224. E. Krätzig, H. Kurz. Photorefractive and Photovoltaic Effects in Doped LiNbO_3 . - *Optica Acta*, 1977, vol. 24, N° 4, pp. 475-482.
225. Ж. Панков. Оптические процессы в полупроводниках. М., "Мир", 1973, 456 с.
226. В. И. Белиничер, В. К. Малиновский, Б. И. Стурман. Фотогальванический эффект в кристаллах с полярной осью. - *ЖЭТФ*, 1977, т. 73, вып. 2(8), с. 692-699.
227. Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин. Фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии. - *ФТТ*, 1978, т. 20, вып. 8, с. 2432-2436.
228. V. M. Fridkin, B. N. Popov, P. V. Ionov. Temperature and Spectral Dependence of the Photovoltaic Current in Ferroelectrics. - *Ferroelectrics*, 1978, vol. 18, pp. 165-168.
229. И. Н. Компанец, А. Г. Соболев. Фотовольтаический эффект в ЦТСЛ - сегнетокерамике. - *ФТТ*, 1978, т. 20, вып. 12, с. 3681-3683.

230. В.И.Белиничер, Б.И.Стурман. Фونнонный механизм фотогальванического эффекта в пьезоэлектриках. - ФТТ, т.20, вып.3, с.821-829.
231. G.E.Peterson, A.M.Glass, T.J.Negran. Control of the Susceptibility of Lithium Niobate to Laser Induced Refractive Index Changes. - Appl.Phys.Lett., 1971, vol.19, N°5, pp.130-132.
232. Х.Тсуя. Эффект оптического искажения в кристаллах LiTaO_3 , легированных ионами переходных металлов. - Изв. АН СССР. Сер.физ., 1977, т.41, №4, с.740-747.
233. А.Н.Губкин. Пироэлектричество. - В кн.: физический энциклопедический словарь, М., "Советская энциклопедия", 1965, с.11-12.
234. L.Young, W.K.Y.Wong, M.L.W.Thewalt, W.D.Cornish. Theory of Formation of Phase Holograms in Lithium Niobate. - Appl. Phys.Lett., 1974, vol.24, N°6, pp.264-265.
235. G.A.Alphonse, W.Philips. Iron - Doped Lithium Niobate as a Read - Write Holographic Storage Medium. - RCA Review, 1976, vol.37, N°2, pp.184-205.
236. B.F.Williams, W.J.Burke, D.L.Staebler. Mobile Si Ions in Fe-Doped LiNbO_3 Crystals. - Appl.Phys.Lett., 1976, vol.28, N°4, pp.224-226.
237. W.D.Cornish, L.Young. Influence of Multiple Internal Reflections and Thermal Expansion on the Effective Diffraction Efficiency of Holograms Stored in Lithium Niobate. - J.Appl. Phys., 1975, vol.46, N°3, pp.1252-1254.
238. M.G.Moharam, W.D.Cornish, L.Young. Experimental Method of Determining the Intrinsic Diffraction Efficiency of Holograms Stored by the Photorefractive Effect. - Appl.Phys.Lett., 1976, vol.28, N°6, pp.324-326.

239. R. Magnusson, T. K. Gaylord. Laser Scattering Induced Holograms in Lithium Niobate. - *Appl. Opt.*, 1974, vol. 13, N°7, pp. 1545-1548.
240. S. I. Ragnarsson. Scattering Phenomena in Volume Holograms with Strong Coupling. - *Appl. Opt.*, 1978, vol. 17, N°1, pp. 116-127.
241. D. von der Linde, A. M. Glass. Multiphoton Processes for Optical Storage in Pyroelectrics. - *Ferroelectrics*, 1976, vol. 10, pp. 5-8.
242. W. J. Tomlinson, G. D. Aumiller. Technique for Measuring Refractive Index Changes in Photochromic Materials. - *Appl. Opt.*, 1975, vol. 14, N°5, pp. 1100-1104.
243. J. J. Amodei, D. L. Staebler. Transport Measurements and Holographic Techniques. - *J. Franklin Inst.*, 1973, vol. 296, N°6, pp. 451-460.
244. S. F. Su, T. K. Gaylord. Unified Approach to the Formation of Phase Holograms in Ferroelectric Crystals. - *J. Appl. Phys.*, 1976, vol. 46, N°12, pp. 5208-5213.
245. H. J. Eichler, Ch. Hartig, J. Knof. Laser Induced Gratings in CdS. - *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1978, vol. 45, pp. 433-438.
246. В. Г. Батюков, Е. В. Ивакин и др. "Дилакс-ЮГ" - устройство для формирования и исследования релаксационных свойств динамических дифракционных решеток. - *Материалы III Всесоюзной конф. по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 51-52.*
247. P. Sharlandjiev, J. Stoykova et al. Holographic Investigation of the Ag - As₂S₃ Sandwich - Like Structure. - *Opt. Commun.*, 1978, vol. 24, N°1, pp. 67-70.
248. Е. В. Ивакин, В. Г. Коптер, А. М. Лазарук, А. С. Рубанов. Поляризационные эффекты в динамической голографии. - *Материалы III Всесоюзной конф. по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 41-42.*

249. Д. Велскас, К. Драшкюнас, Р. Балтрамеюнас, Ю. Вайткус. Применение динамических голограмм для измерения длительности ультракоротких импульсов света. — Письма в ЖТФ, 1975, т. I, вып. 15, с. 708–711.
250. А. О. Озолс. Исследование поперечного распределения интенсивности излучения одномодового лазера с помощью микрометрической щели. — Дел. в ВИНТИ, №815–75 от 25.03.75; реферат в РЖ "Физика", 1975, т. 7, с. 1139.
251. Е. Ф. Ищенко, Ю. М. Климов. Оптические квантовые генераторы. М., "Советское радио", 1968, 470 с.
252. Я. О. Довгий. "Оптические квантовые генераторы". Киев, "Вища школа", 1977, 229 с.
253. Я. Г. Пановко. Основы прикладной теории упругих колебаний. М., Машгиз, 1957, 336 с.
254. Т. А. Розет. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике. М., "Сов. Радио", 1956, 223 с.
255. В. Е. Кондрашов. Оптика фотокатодов. М., "Наука", 1976, с. 208.
256. K. Blotekjaer. Sensitivity of Hologram Recording in Photo-refractive Media. — J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N°9, pp. 3995–3996.
257. К. К. Шварц, Д. П. Бандере, Я. Ж. Кристапсон, А. О. Озолс, Ю. А. Экманис. Использование окрашенных щелочногалоидных кристаллов для записи голограмм. — В кн.: "Проблемы голографии", вып. III, М., 1973, с. 181–183.
258. Л. Д. Ландау, К. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., "Наука", 1964, 567 с.
259. В. И. Суханов, Ю. В. Ащеулов, А. Е. Петников. Исследование зависимости дифракционной эффективности голограмм на кристаллах LiNbO_3 от условий записи и считывания. — Тезисы III Всесоюзной конф. по голографии, Л., ЛИЯФ, 1978, с. 37–38.

Н.В.Кухтарев. Эффект нестационарного самоусиления при считывании объемных голограмм. — Укр. физ. журн., 1978, т. 23, №12, с. 1947–1953.

261. А.О.Озолс. Самоусиление амплитудных голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KBr . — Докл. на III Всесоюзной конф. по голографии, Ульяновск, 1978.
262. А.О.Озолс. Самоусиление амплитудных голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах KBr . — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1979, №3, с. 45–52.
263. А.Н.Кравец, М.К.Касымов, А.В.Чумаков. Самоусиление записи голограмм на кристаллах $NaCl-Ca$. — Оптика и спектроскопия, 1978, т. 43, вып. 6, с. 1180–1182.
264. E. Van Wood. Optical Damage and Internal Fields in Pyroelectrics. — J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, №3, pp. 1391–1392.
265. К.К.Шварц, А.О.Озолс, Д.П.Бандере. Микроспектрофотометрические исследования голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KBr . — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1976, №2, с. 11–14.
266. А.О.Озолс. Предельные характеристики амплитудно-фазовых голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KBr . — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, № 5, с. 16–25.
267. А.В.Алексеев-Попов, Н.Г.Дьяченко, В.Е.Мандель, А.В.Тюрин. Особенности записи голограмм в кристаллах KCl на основе F-X преобразования. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 12, с. 709–713.
268. В.М.Козлов. Структурные изменения в соединениях типа As_xS_{100-x} . — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, №1, с. 61–64.
269. M. Ozamu. Cu - Diffused Layers in $LiNbO_3$ for Reversible Holographic Storage. — Opt. Commun., 1974, vol. 11, №1, pp. 30–32.

270. Н.А.Абрамов, В.В.Воронов. Локальная фотодеформация и фото-рефракция в кристаллах ниобата лития. - ФТТ, 1979, т.21, вып. 4, с.1234-1236.
271. Ю.С.Кузьминов. Ниобат и танталат лития - материалы для нелинейной оптики. - М., "Наука", 1975, 223 с.
272. R.L.Townsend, J.T.La Macchia. Optically Induced Refractive Index Changes in $BaTiO_3$. - J. Appl. Phys., 1970, vol.41, N°13, pp.5188-5192.
273. Т.Р.Волк, А.В.Гинзберг, В.И.Ковалевич, Л.А.Щувалов. Электрические поля при фоторефракции в кристаллах $LiNbO_3-Fe$. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т.41, №4, с.783-787.
274. Э.М.Авакян, С.А.Алавердян, К.Г.Белабаев, В.Х.Саркисов, К.М.Туманян. Особенности наведенной оптической неоднородности в кристаллах $LiNbO_3$ с примесью ионов железа. - ФТТ, 1978, вып. 8, с.2428-2431.
275. А.Н.Блистанов, Е.В.Малсаревская, В.В.Гераськин, О.Каналов, Н.М.Коблова. Влияние примесей на оптическое качество и электропроводность $LiNbO_3$. - ФТТ, 1978, т.20, вып.9, с.2575-2581.
276. А.О.Озолс. Анизотропия фотопреломления в кристаллах $LiNbO_3-Fe$. - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1977, №4, с.46-51.
277. H.Kurz, E.Krätzig. Spectroscopic Investigation of Photorefractive Recording and Erasure Process in $LiNbO_3 : Fe$. - Appl. Phys. Lett., 1975, vol.26, N°11, pp.635-637.
278. А.В.Гулбис. Расчет фотопреломления в $LiNbO_3 - Fe$. - Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1978, №3, с.38-43.

279. D.S. Smith, H.D. Riccius and R.P. Edwin. Refractive Indices of Lithium Niobate. -Opt. Commun., 1976, vol. 17, N°3, pp. 332-335.
280. J.P. Huignard, J.P. Herriau, F. Micheron. Selective Erasure and Processing in Volume Holograms Superimposed in Photosensitive Ferroelectrics. -Ferroelectrics, 1976, vol. 11, pp. 393-396.