

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Выпуск 43

СОВРЕМЕННАЯ ОПТИКА



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

2007

Выпуск содержит материалы XXXVI научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО «Достижения ученых, аспирантов и студентов университета в науке и образовании». Конференция была проведена 30 января - 2 февраля 2007 года Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики в сотрудничестве с

- ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»
- ФГУП НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова»
- ФГУП НИТИОМ «ГОИ им. С.И. Вавилова»
- Институтом аналитического приборостроения РАН (ИАНП РАН)
- Институтом проблем машиноведения РАН (ИПМаш РАН)
- Комитетом по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (КНВШ)
- ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»
- ВНИИМ им. Д.И. Менделеева
- ОАО «ЛОМО»
- ОАО «Техприбор»
- ЦНИИ «Электроприбор»
- ЗАО «БИ ПИТРОН»

В выпуске представлены работы, поддержанные финансированием в рамках:

- Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники на 2002–2006 гг» (Федеральное агентство по науке и инновациям);
 - аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–08 гг.) (Федеральное агентство по образованию);
 - Федеральной целевой программы развития образования на 2006–2010 гг. (Федеральное агентство по образованию),
 - Российского фонда фундаментальных исследований,
- а также инициативные разработки.

Программный комитет конференции:

Васильев В.Н. (СПбГУ ИТМО) – председатель

Аронов А.М. (ОАО «ЛОМО»)	Маслов Ю.В. (ОАО «Техприбор»)
Викторов А.Д. (КНВШ)	Максимов А.С. (КНВШ)
Гатчин Ю.А. (СПбГУ ИТМО)	Медунецкий В.М. (СПбГУ ИТМО)
Дукельский К.В. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Немолочнов О.Ф. (СПбГУ ИТМО)
Жигулин Г.П. – начальник ИКВО	Никифоров В.О. (СПбГУ ИТМО)
Иванов А.Ю. (СПбГУ ИТМО)	Парамонов П.П. (ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»)
Иванов А.В. (СПбГУ ИТМО)	Парфенов В.Г. (СПбГУ ИТМО)
Карасев В.Б. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Пешехонов В.Г. (ЦНИИ «Электроприбор»)
Козлов С.А. (СПбГУ ИТМО)	Семенов А.Н. (СПбГУ ИТМО)
Колесников Ю.Л. (СПбГУ ИТМО)	Смирнов С.Б. (СПбГУ ИТМО)
Курочкин В.Е. (ИАНП РАН)	Стафеев С.К. (СПбГУ ИТМО)
Латыев С.М. (СПбГУ ИТМО)	Ткалич В.Л. (СПбГУ ИТМО)
Лукьянов Г.Н. (СПбГУ ИТМО)	Ханов Н.И. (ВНИИМ им. Д.И. Менделеева)
	Шехонин А.А. (СПбГУ ИТМО)
	Яблочников Е.И. (СПбГУ ИТМО)

Организационный комитет конференции:

Никифоров В.О. – председатель, Студеникин Л.М. – зам. председателя,
Казар Л.Н. – ученый секретарь, Горкина Н.М. Гусарова Н.Ф. Савельева Л.П.

ISSN 1819-222X

© Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики, 2007

**ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ТАБЛИЦ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
КАЧЕСТВА ИЗДЕЛИЙ****Ю.А. Каракулев, И.Е. Зацепина**

Представлен алгоритм вычислений качества изделия при использовании электронных таблиц Excel. Рассмотрен пример количественной оценки качества изделия и обработки числовых и текстовых данных.

Введение

Практической задачей квалиметрии (деятельности, которая направлена на количественную оценку качества изделий) является определение уровня качества изделия. Определение качества изделия основано на сравнении значений показателей качества с базовыми значениями. Для сравнения качеств изделий применяются дифференцированный, комплексный и смешанный методы.

Дифференцированный метод

При оценке уровня качества дифференцированным методом проводится сопоставление значений единичных показателей качества оцениваемого изделия и базового. С этой целью в соответствии с ГОСТ 22732-87 вычисляются относительные показатели качества по формулам:

$$q_i = \frac{Q_i}{Q_{i(б)}} \quad (1)$$

или

$$q_i = \frac{Q_{i(б)}}{Q_i}, \quad (2)$$

где Q_i , $Q_{i(б)}$ – значения i -того показателя качества.

Формула (2) применяется, если уменьшение значения показателя качества приводит к позитивному эффекту, например, расход бензина на 100 км пробега. Уровень качества оцениваемого изделия считается выше базового, если для всех относительных показателей

$$q \geq 1, \quad (3)$$

Если только часть относительных показателей соответствует условию (3), а для другой $q < 1$, необходимо использовать другие методы.

Комплексный метод

Комплексный метод оценки качества изделия применяется в тех случаях, когда уровень качества можно охарактеризовать одним главным или интегральным показателем. Этот показатель может быть выражен двумя способами:

- функциональной зависимостью интегрального показателя от исходных единичных показателей качества. Например, для транспортных средств – количество грузов, перевезенных на определенное расстояние.
- когда построение функциональной зависимости комплексного показателя затруднено (множество не связанных друг с другом исходных показателей), при-

меняют средневзвешенные показатели качества изделия. В этом случае комплексный показатель качества определяется по формуле

$$U^{(0)} = \sum_{i=1}^n \delta_i \cdot p_i, \quad (4)$$

где δ_i – коэффициент весомости i -того показателя качества ($\sum_{i=1}^n \delta_i = 1, \delta_i > 0$); p_i – значение показателя качества изделия; U – средневзвешенное абсолютное значение показателей качества изделия.

Затем проводится его оценка относительно базового комплексного показателя качества:

$$K = U^{(0)} / U^{(6)}. \quad (5)$$

Особенностями этого метода определения качества изделия являются:

1. необходимость «нормирования» значений показателей качества изделия с целью суммирования значений с различной размерностью;
2. определение коэффициентов весомости показателей качества.

Смешанный метод

Третьим методом оценки качества продукции является смешанный метод. Этот метод используется, когда дифференцированный метод неприменим из-за большой совокупности единичных показателей качества, а комплексный показатель качества не отражает разнообразие свойств изделия. Смешанный метод оценки качества представляет следующую последовательность действий.

1. Часть единичных показателей объединяют в группу – например, группа функциональных показателей. Для каждой группы определяется комплексный (групповой) показатель. Отдельные (важные) показатели изделия могут не объединяться в группы. При оценке качества изделия они рассматриваются как единичные.
2. На основе полученной совокупности комплексных и единичных показателей качество изделия оценивают дифференцированным методом.

Алгоритм вычислений качества изделия при использовании рассмотренных методов представляет множество повторяющихся связей. Эти связи легко и естественно описываются при помощи электронных таблиц, в частности Excel для Windows. Главным преимуществом таблиц является «возможность программировать без программирования» – реализовывать сравнительно непростые алгоритмы без применения языков программирования, используя лишь стандартные возможности таблиц. Создание же математической модели при помощи таблиц раскрывает идею решения математической задачи. Работа с Excel проста, для его освоения достаточно нескольких занятий.

Алгоритм вычислений уровня качества изделия

В качестве примера рассмотрим применение Excel при оценке качества некоторого изделия на основе смешанного метода (таблица).

1. Пользователь заполняет столбцы 3, 1, 4, 5, 8:
 - 3 – наименование показателей качества;
 - 1 – группа, к которой относится данный показатель;
 - 5 – численные значения показателей качества оцениваемого изделия;
 - 8 – численные значения показателей качества базового изделия;
 - 4 – коэффициент весомости (значимости) показателей качества изделия.

Коэффициент значимости является одним из важнейших параметров при оценке качества изделия. Его значения непосредственно входят в расчетные формулы. От него зависит объективность оценки качества. Поэтому определению численных значений этого коэффициента уделяется отдельное внимание. В настоящее время разработаны и применяются различные методы определения коэффициентов значимости – метод эквивалентных соотношений, метод предельных и номинальных значений, экспертный метод и др.

Каждый метод имеет свою теорию и алгоритм расчета, поэтому требует отдельного рассмотрения. Для нашего примера был использован экспертный метод, в котором эксперты-специалисты в области разработки и эксплуатации данных изделий определили коэффициенты весомости показателей качества изделия в долях единицы δ (столбец 4).

В строке 17 таблицы автоматически проверяется условие $\sum_{i=1}^n \delta_i = 1$. Если условие

не выполняется, то клетка окрашивается красным цветом.

2. Действия, произведенные в Excel:

- отсортированы все показатели качества по группам показателей (столбец 1) – конструктивные, функциональные и другие;
- нормированы показатели качества (столбцы 6 и 9), т.е. показатели с размерностью приведены к безразмерным величинам. Для этого текущее значение показателя качества разделено на максимальное;
- определены позитивные значения нормированных показателей качества (столбцы 7 и 10), т.е. вычислено обратное значение нормированного показателя, если при уменьшении его значения получается позитивный эффект (например, масса изделия);
- вычислено средневзвешенное значение каждого показателя качества, т.е. значение с учетом коэффициента весомости (столбцы 11 и 12);
- определен комплексный показатель качества для каждой группы (столбцы 13 и 14).
- вычислены относительные значения показателей качества (столбец 15);

На основании проделанных вычислений делаем вывод о качестве оцениваемого изделия по отношению к базовым показателям. Для этого проведем проверку неравенства: $q \geq 1$ (строка 15) для каждого показателя. Качество оцениваемого изделия лучше базового.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O
1	Показатели качества				Оцениваемое			Базовое			Средневзвешенный		Комплексный		Отлич.
2	Наименование			Весовой	изделие			изделие			показатель		показатель		показ-й
3	Группа	Номер	Показатель	коэф-т	$x_i^{(0)}$	$N_i^{(0)}$	$P_i^{(0)}$	$x_i^{(B)}$	$N_i^{(B)}$	$P_i^{(B)}$	$U_i^{(0)}$	$U_i^{(B)}$	$Q_c^{(0)}$	$Q_c^{(B)}$	q
4		(i)		δ											
5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
6	конструктивных	1	масса, кг	0,04	1,8	1,00	1,00	1,4	0,78	1,28	0,04	0,05	0,16	0,15	1,07
7	конструктивных	2	габарит, см	0,10	24,0	0,85	1,18	28,3	1,00	1,00	0,12	0,10			
8	функциональных	3	мощность, Вт	0,10	500	1,00	1,00	467	0,93	0,93	0,10	0,09	0,40	0,37	1,08
9	функциональных	4	емкость, л	0,30	2,40	1,00	1,00	2,20	0,92	0,92	0,30	0,28			
10	экономических	5	стоимость, у.е.	0,20	48	0,37	2,70	130	1,00	1,00	0,54	0,20	0,54	0,20	2,70
11	эргономических	6	число насадок, шт	0,25	2	1,00	1,00	2	1,00	1,00	0,25	0,25	0,26	0,26	1,00
12	эргономических	7	число режимов, шт	0,01	1	0,50	0,50	2	1,00	1,00	0,01	0,01			
13	Проверка условия $\sum \delta_i = 1$:			1,00											
14	Вывод по результатам расчета : качество оцениваемого изделия										ЛУЧШЕ	базового			
15	($q \geq 1$)														

Таблица. Внешний вид программы оценки качества изделия смешанным методом

Заключение

Продемонстрирована возможность использования электронных таблиц для определения качества изделий. Представлен алгоритм вычислений при использовании таблиц Excel. Рассмотрен пример количественной оценки качества изделия, который показал:

1. возможность автоматизирования математических вычислений;
2. возможность сортировки данных вычислений по заданным параметрам;
3. возможность анализировать результаты вычислений на основе логических функций.

Электронные таблицы, в частности Excel, могут быть рекомендованы для вычисления и обработки массивных числовых и текстовых данных.

Литература

1. Фомин В.Н. Квалиметрия. Управление качеством. Сертификация: Учебное пособие. – М.: Ось-89, 2002. – 384 с.

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НАВОДОК

Е.В.Смирнова, С. М. Латыев

В работе приводится описание экспериментального стенда для исследования чувствительности наводок. Рассматривается теоретическая возможность применения цифрового измерителя линейных перемещений с ценой единицы младшего разряда до 0.2 мкм.

Введение

В основу функционирования многих оптических приборов положена операция совмещения изображения и марки, наблюдаемых оператором, с последующим снятием отсчета по шкалам. При этом из-за ряда причин (остроты зрения, параллакса и др.) оператор не может абсолютно правильно расположить изображение относительно марки и оценить на глаз расстояние от штриха до индекса (долю деления шкалы). Возникают так называемые погрешности наведения, влияющие на точность работы приборов.

Погрешность наведения зависит от ряда факторов:

- вида совмещаемых марок (исследуется совмещение изображения штриха с биштрихом – одним из наиболее используемых на практике вида совмещаемых марок; существует также возможность смены марок);
- типа светофильтров;
- освещенности экрана (меняется регулировкой яркости лампы);
- контраста изображения (меняется за счет введения в ход лучей нейтральных светофильтров);
- аберраций оптической системы (благодаря смене объективов);
- психофизических данных оператора.

Исследованию данной проблемы в 70-е г. XX века было посвящено много научных трудов. На кафедре компьютеризации и проектирования оптических приборов нашего университета была разработана установка для исследования чувствительности поперечных наводок, и проведен ряд исследований.

В начале XXI века возникла необходимость в проведении дополнительных исследований, модернизации разработанного ранее стенда – в первую очередь автоматическом формировании отсчета при помощи позиционно-чувствительного приемника и разработке программы для автоматической обработки результатов эксперимента.

Экспериментальный стенд

Экспериментальный стенд предназначен для исследования погрешности совмещаемых марок на экране проекционной установки от факторов различной природы, описанных выше.

На рис. 1 представлена функциональная схема устройства. Световой поток от источника света 1, проходя через систему освещения по Келеру 2–3, освещает сетку с маркой 4 (в виде 3-х штрихов). Далее марка проецируется микрообъективом 5 на экран 6 установки. Перемещение экрана осуществляется винто-рычажным приводом 14 и определяется смещением светодиода 7, жестко связанного с экраном проекционной установки, относительно светочувствительной площадки позиционно-чувствительного приемника 9. Проецирование пятна светодиода осуществляется объективом 8. Результаты проведенных исследований выводятся на экран монитора персонального компьютера 11 при помощи аналого-цифровой преобразователя 10. Дополнительно для проведения необходимых исследований возможно введение в ход лучей светофильтров 12–13.

В начале работы оператор видит перед собой экран проекционной установки с нанесенными на нем тремя биштрихами. При включении источника света на экране по-

являются три штриха, которые проецируются с сетки 4 микрообъективом 5. Цель оператора – совместить штрих с биштрихом, расположив его непосредственно по центру биссектора.

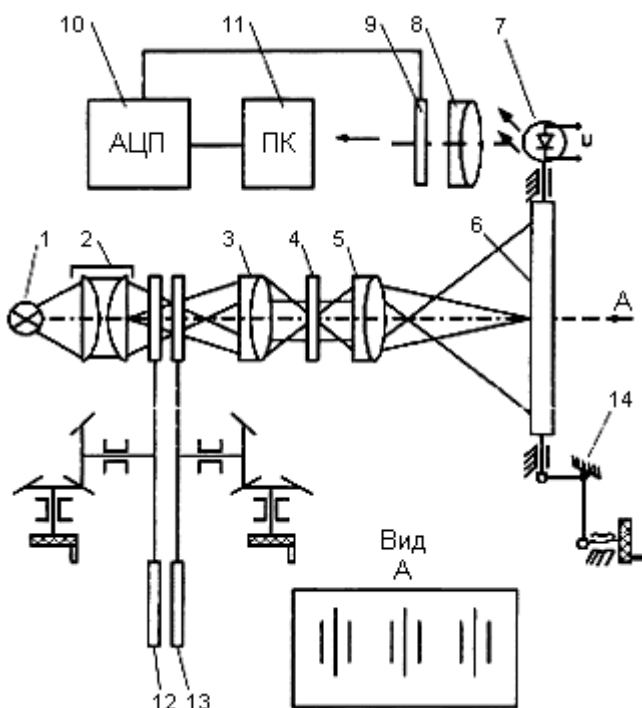


Рис. 1. Функциональная схема установки

Чувствительностью поперечной и продольной наводок (порогом чувствительности) называют то минимальное угловое или линейное смещение изображения, которое может быть замечено оператором.

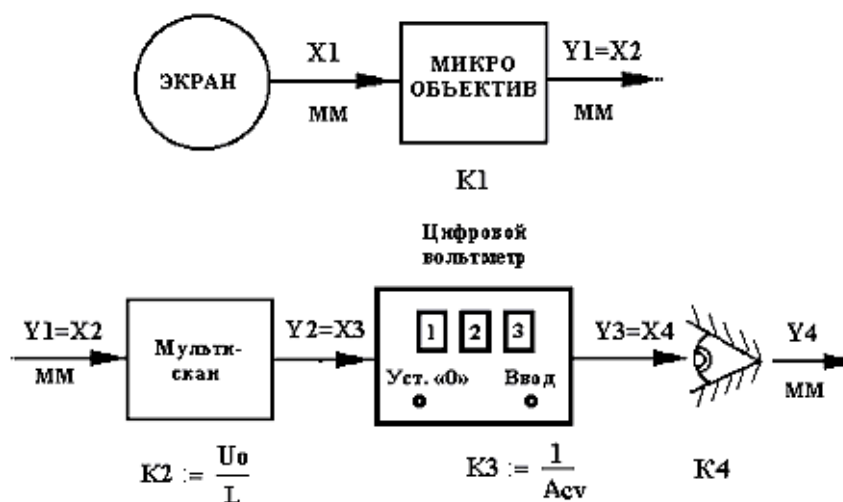


Рис. 2. Структурная схема измерительной цепи цифрового измерителя линейных перемещений

Методика исследования чувствительности поперечных наводок основана на измерении величины рассеяния положения марки при ее многократных повторных совмещениях с изображением объекта. Точность совмещения зависит от формы совмещаемых объектов. Средняя квадратическая погрешность наведения для случая совмещения с биштрихом составляет 6–8", при нониальном совмещении 10–15" и при наложении – 30–60" [1].

Одним из основных элементов в данной установке является измерительная цепь. В состав измерительной цепи цифрового измерителя линейных перемещений входят микрообъектив, позиционно-чувствительный приемник, цифровой вольтметр, оператор (рис.2). Для заданных схемных параметров измерительной цепи можно установить ее диапазон работы и число измеряемых значений в пределах этого диапазона. Схемные параметры:

- $V_{об} = 40\times$ – увеличение микрообъектива;
- $U_0 = 3.125$ В – опорное напряжение на позиционно-чувствительном приемнике;
- $L = 25$ мм – рабочая длина позиционно-чувствительного приемника;
- $C_{цв} = 0.001$ В – цена единицы младшего разряда цифрового вольтметра;
- $C_{илп} = 0.0002$ мм – цена единицы младшего разряда цифрового измерителя линейных перемещений. В экспериментальной установке $C_{илп} = 0.5$ мкм;
- $K1 = M_{об}$ – коэффициент преобразования микрообъектива;
- $K2 = \frac{U_0}{L} = 0.125$ В/мм – коэффициент преобразования позиционно-чувствительного приемника;
- $K2 = \frac{1}{C_{цв}} = 1000$ 1/В – коэффициент преобразования цифрового вольтметра;
- $K4 = C_{илп}$ – коэффициент преобразования оператора;

Основное условие выбора схемных параметров

$$V_{об} \cdot \frac{U_0}{L} \cdot \frac{1}{C_{цв}} \cdot C_{илп} = 1.$$

Основное условие выбора коэффициентов преобразования

$$K1 \cdot K2 \cdot K3 \cdot K4 = 1.$$

Диапазон работы измерительной цепи при данных характеристиках

$$Y = \frac{U_0}{C_{цв}} \cdot C_{илп} = 0.625 \text{ мм}.$$

Число измеряемых значений в пределах диапазона работы

$$N = \frac{U_0}{C_{цв}} = 3125.$$

Такие результаты были получены при моделировании данной ситуации при помощи программы «MathCad». При помощи этой программы можно подбирать необходимые схемные параметры для получения определенного диапазона работы. Для представленного случая была проверена возможность применения цифрового измерителя линейных перемещений с ценой единицы младшего разряда 0.2 микрон.

Заключение

Приведено краткое описание экспериментального стенда для исследования чувствительности наводок и пример вычисления диапазона работы и числа измеряемых значений измерительной цепи цифрового измерителя линейных перемещений. Планируется проведение исследований для определения чувствительности поперечных наводок.

Литература

1. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. – Л.: Машиностроение, ЛО, 1985. – 248 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МУАРОВОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ ДИФРАКЦИОННЫХ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ

А.Н. Иванов, В.Н. Назаров

Рассмотрены дифракционные методы контроля пространственного положения и геометрических параметров объектов с использованием муара, который возникает при наложении частотных спектров объекта. Рассмотрены два способа образования муара: умножением частотных спектров и вычитанием частотных спектров. Показано, что использование муара позволяет увеличить чувствительность измерений на порядок.

Введение

Представленная работа посвящена исследованию возможностей повышения точности, расширения области применения дифракционных методов контроля и упрощения схем их реализации. Проведенные исследования показывают, что добиться этого можно, наиболее полно используя амплитудно-фазовое распределение световых полей за контролируруемыми объектами [1, 2].

Распределение амплитуды поля в дифракционной картине является частотным спектром функции пропускания контролируемого объекта. Этот частотный спектр можно считать амплитудно-фазовой квазирешеткой, вид которой зависит от геометрической формы и пространственного положения контролируемого объекта. В данной работе предлагается осветить объект двумя плоскими волновыми фронтами, падающими под углами $+\varphi$ и $-\varphi$. Это позволяет получить два сдвинутых друг относительно друга частотных спектра, взаимодействие которых приводит к возникновению муара, и ввести разность хода между падающими волновыми фронтами при смещении оси симметрии контролируемого объекта [3]:

$$\Delta\delta(x) = 2k\Delta x\varphi, \quad (1)$$

где k – волновое число, Δx – смещение оси симметрии объекта.

Методы получения муаровых картин

Предлагается два способа образования муара – умножением частотных спектров и их вычитанием. Примером получения муара умножением частотных спектров является рассмотренная нами «зеркальная» апертура (рис. 1), образованная краем объекта и плоским зеркалом [4, 5]. Деление волнового фронта на зеркале позволяет получить описанное выше условие освещения. Непараллельность края объекта и поверхности зеркала приводит к смещению оси симметрии апертуры и возникновению разности хода между падающими волновыми фронтами в соответствии с (1). В результате в дифракционной картине возникает дополнительная система поперечных полос (рис. 2). Распределение амплитуды в дальней области от такой апертуры описывается выражением

$$U(x', y') = A \operatorname{sinc}(\omega(x')a(y)/2) \cos((\omega(x')a(y) + k a(y)\varphi)/2), \quad (2)$$

где $\omega(x') = kx'/f$ – пространственная частота, $a(y)$ – функция, описывающая изменение ширины зазора между зеркалом и краем объекта, $A = (a(y)/\sqrt{f\lambda})$, $y = y'$. Анализ выражения (2) показал, что его можно интерпретировать как произведение функций пропускания двух смещенных относительно друг друга синусоидальных решеток, что позволяет интерпретировать возникшие поперечные полосы как муаровые.

К сожалению, такая муаровая картина имеет недостаток – муаровые полосы расширяются с увеличением порядка дифракционной картины. Это связано с тем, что в высоких порядках резко падает амплитуда функции sinc , что ведет к падению контра-

ста. Поэтому требуется получить такую оптическую схему, которая позволяет добиться постоянного контраста муаровых полос в области их локализации.

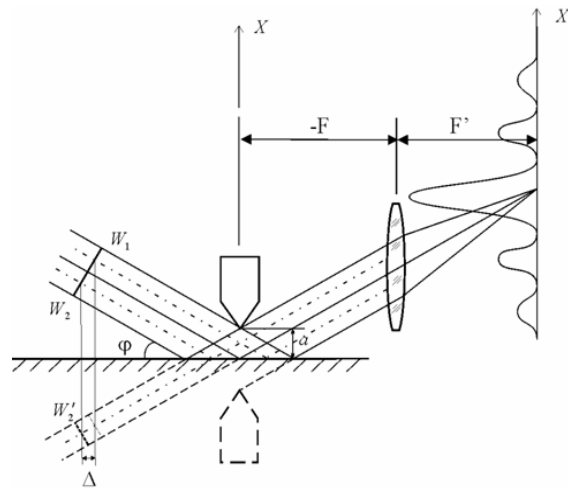


Рис. 1. Схема получения муаровой картины с умножением частотных спектров

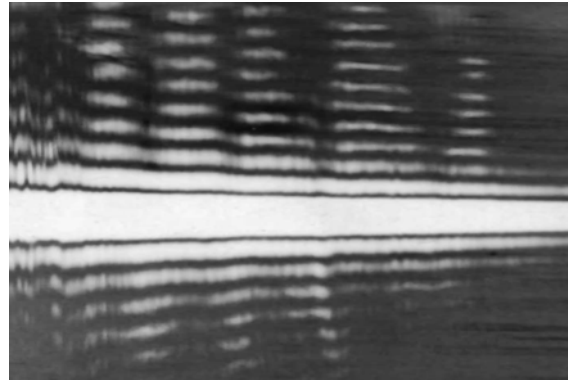


Рис. 2. Дифракционная картина, содержащая муаровые полосы, от апертуры с параметрами $a(y) = a_0 + \theta y$, $a_0 = 0.05$ мм, $\theta = 4.6 \times 10^{-3}$ рад., $f = 150$ мм

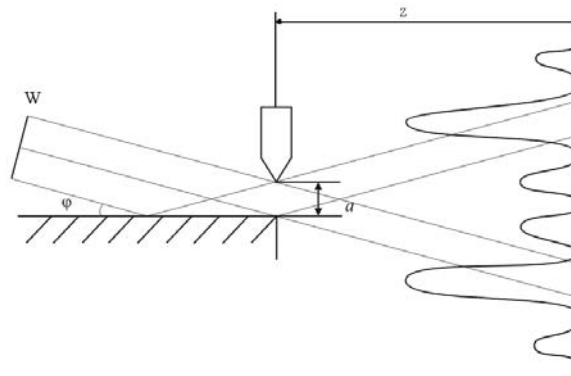


Рис. 3. Схема получения муаровых полос с вычитанием частотных спектров

Для этого было предложено модернизировать «зеркальную» апертуру – расположить край контролируемого объекта так, чтобы он лежал в одной плоскости с краем зеркала (рис. 3). В этом случае в плоскости регистрации мы будем наблюдать два частотных спектра, разнесенных на расстояние $l = 2z\varphi$. Распределение амплитуды в дальней области при освещении плоской волной единичной амплитуды будет

$$U(x', y') = A(B_1 \text{sinc}(a(y)(\omega(x') + k\varphi)/2) - B_2 \text{sinc}(a(y)(\omega(x') - k\varphi)/2)), \quad (3)$$

где: $a(y) = a_0 + \Delta a(y)$, $\omega(x') = kx'/z$, a_0 – начальная ширина зазора, $y = y'$,

$$B_1 = \exp(-i k a_0 \varphi / 2) \exp(-i (\Delta a(y) / 2)(\omega(x') + k \varphi)),$$

$$B_2 = \exp(i k a_0 \varphi / 2) \exp(-i (\Delta a(y) / 2)(\omega(x') - k \varphi)).$$

Здесь $a_0 \varphi / 2$ – разность хода между падающим и отраженным волновыми фронтами, возникшая благодаря отражению от зеркала, $\Delta a(y) \varphi / 2$ – разность хода, возникшая благодаря смещению оси симметрии апертуры при непараллельности края объекта краю зеркала, $\Delta a(y)$ – изменение ширины апертуры.

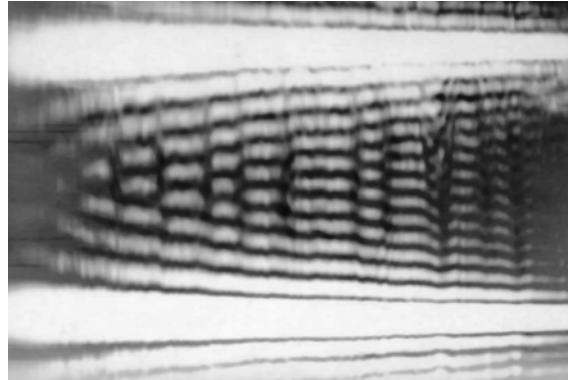


Рис. 4. Дифракционная картина, содержащая муаровые полосы, от апертуры с параметрами $a_0 = 0.05$ мм, $\theta = 7 \times 10^{-3}$ рад., $z = 180$ мм

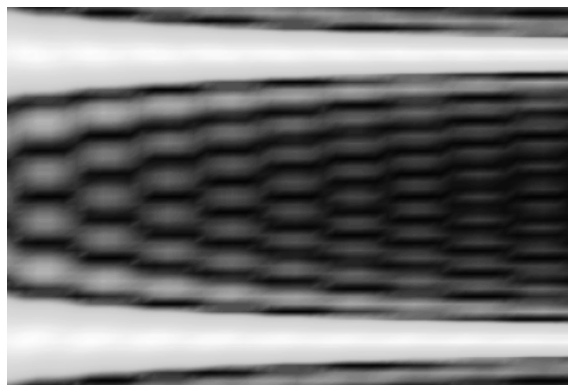


Рис. 5. Модель дифракционной картины от апертуры с параметрами, указанными на рис. 6

Если край объекта не параллелен краю зеркала, то наложение дифракционных порядков приводит к возникновению муаровых полос, пересекающих дифракционную картину (рис. 4). Физически объяснить причину возникновения таких полос можно следующим образом. Если для определенной ширины апертуры максимумы и минимумы смещенных частотных спектров совпадают, то происходит их взаимное гашение и наблюдается темная полоса. Наоборот, при совпадении максимумов одного частотного спектра с минимумами другого происходит сложение амплитуд. Моделирование дифракционной картины для случая, когда ширина апертуры менялась по линейному закону $a(y) = a_0 + \theta y$ (рис. 5), дало хорошее совпадение с экспериментальными результатами.

Анализ муаровых картин

Подробный анализ муаровой картины с умножением частотных спектров был приведен в работе [4]. В этом случае была использована стандартная методика, чтобы получить уравнение муаровых полос [6]. Сначала были получены параметрические

уравнения для каждого из множителей выражения (2), разность которых и дает параметрическое уравнение муаровых полос

$$p = \frac{k a(y) \varphi - \pi}{2 \pi}. \quad (4)$$

Несколько сложнее дело обстоит в случае муара, полученного вычитанием частотных спектров. Проанализируем выражение (3). Так как нас интересует только положение центров муаровых полос, заменим в (3) функцию $\text{sinc}(x)$ функцией $\sin(x)$ – координаты максимумов и минимумов у них совпадают. Это позволяет привести выражение (3) к виду

$$U(x', y') = \sin(k a(y) \varphi) \exp(i a_0 \omega(x')). \quad (5)$$

Из выражения (5) очевидно, что дифракционная картина содержит поперечные муаровые полосы, параметрическое уравнение которых можно получить, приравняв (5) к нулю:

$$p = \frac{k a(y) \varphi}{\pi}. \quad (6)$$

Параметрические уравнения (4) и (6) позволяют связать вид муаровой картины с геометрической формой апертуры. Их анализ показывает, что чувствительность муара, полученного вычитанием частотных спектров, в два раза выше, чем у муара, полученного умножением частотных спектров. В первом случае одна муаровая полоса возникает при изменении ширины апертуры $\Delta a = \lambda / \varphi$, а во втором случае – $\Delta a = \lambda / 2 \varphi$. Этот результат был подтвержден экспериментально – при одинаковой форме апертуры муаровая картина с вычитанием спектров содержала в два раза большее число полос, чем муаровая картина с умножением спектров.

Для визуализации муаровой картины в плоскость наблюдения устанавливалось матированное стекло. Регистрация изображения осуществлялась с помощью цифровой камеры Canon Power Shot A430, работающей в макрорежиме.

Заключение

Проведенные расчеты и экспериментальные исследования показали, что полученные муаровые картины обладают высокой чувствительностью к изменению геометрических параметров контролируемых объектов – порядка 0.1 мкм. Высокая чувствительность предложенного метода объясняется использованием фазовой информации, содержащейся в спектре сигнала. Это позволяет применять предложенные схемы для контроля формы кромок объектов, например, лекальных линеек и лекальных угольников, ножей спектральных щелей, деформаций объектов в режиме реального времени, контроля вибраций и биений, измерения диаметра протяженных объектов типа нитей и проволок. Подобная схема может быть также использована для контроля пространственного положения объектов – например, в качестве автоколлиматора. Пусть ширина зазора меняется по линейному закону $a(y) = a_0 + \theta y$. В этом случае из (4) и (6) можно определить ширину муаровых полос – соответственно $S = \lambda / \theta \varphi$ и $S = \lambda / 2 \theta \varphi$. Очевидно, что ширина муаровых полос зависит от угла падения волнового фронта φ . Проведенные расчеты показывают, что чувствительность в этом случае может достигать 1".

Литература

1. Назаров В.Н., Линьков А.Е. Дифракционные методы контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 2.. С. 76–81.

2. Diaz – Uribe R., Jimenez – Hernandez A. Phase measurement for segmented optics with 1D diffraction patterns // Optics Express, 2004. Vol. 12. № 7. P. 1192–1204.
3. Оптическая голография. // Под ред. Г. Колфилда. Т.2. – М.: Мир, 1982.
4. Иванов А.Н., Назаров В.Н. Возникновение муаровой картины при дифракции на «зеркальной» апертуре и возможности её применения для контроля геометрических параметров объектов. // Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. 2006. Т.34. С. 156–159.
5. Иванов А.Н., Назаров В.Н. Дифракционный метод контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов с помощью «зеркальной» апертуры. Международный оптический конгресс «Оптика – XXI век», VII конференция «Прикладная оптика» // В сборнике трудов конференции. СПб: ГОИ, 2006. Т.1. С. 97–101.
6. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара. – М.: Мир, 1974.

УСТАНОВКА ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА МИКРООБЪЕКТИВА ПО ИЗОБРАЖЕНИЮ «ТОЧЕЧНОЙ» ДИАФРАГМЫ

А.М. Бурбаев, Г.В. Егоров, В.А. Тимофеев

В работе исследуются варианты оптических схем установок для оценки качества микрообъективов по изображению точечной диафрагмы. Приводятся результаты пробных экспериментальных исследований микрообъективов, проведенных на макетах этих установок. Обсуждаются алгоритмы получения количественных оценок по полученным результатам.

Наиболее распространенным методом проверки качества изображения даваемого микрообъективом является оценка его по виду дифракционной картины, образующейся при построении изображения «точечной» диафрагмы, диаметр которой соизмерим с длиной волны используемого света.

До недавнего времени использовалась визуальная оценка получаемой дифракционной картины, которая позволяла давать только ее качественную оценку [1, 2]. Для формализации и автоматизации обработки получаемой дифракционной картины на ЭВМ необходимо получать эту информацию в цифровом виде. Решить эту проблему можно при помощи преобразователей изображения в цифровой сигнал в виде приемников, называемых ПЗС-матрицами.

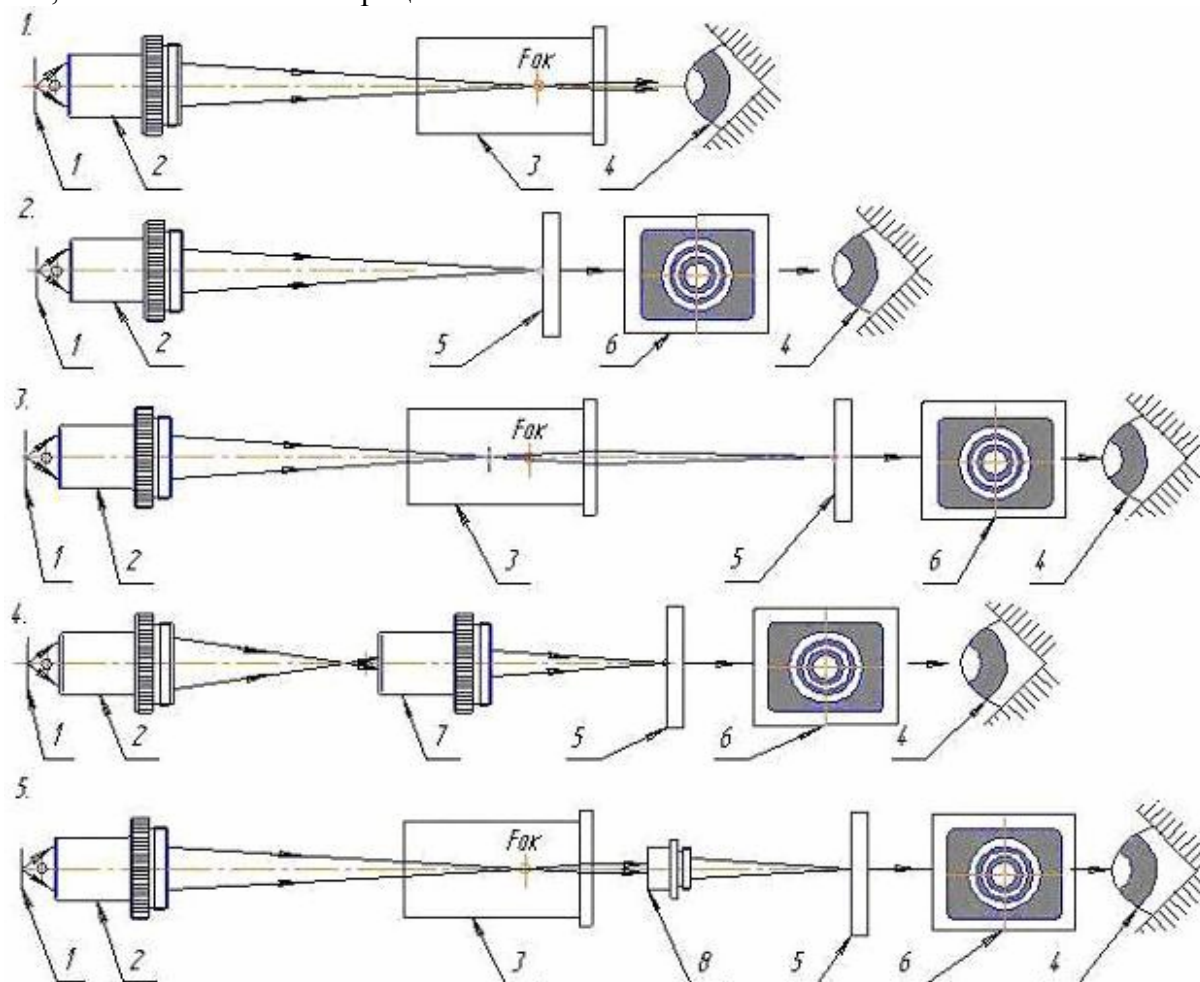


Рис. 1. Варианты схем получения цифрового изображения «точечной» диафрагмы: 1 – «точечная диафрагма»; 2 – исследуемый микрообъектив; 3 – окуляр микроскопа; 4 – оператор; 5 – ПЗС-матрица; 6 – дисплей компьютера; 7 – дополнительный микрообъектив; 8 – проекционный объектив, работающий с бесконечно удаленным предметом; Фок – передний фокус окуляра

На рис. 1 приведено пять вариантов оптических схем установок для оценки качества микрообъективов по изображению точечной диафрагмы – одна визуальная и четыре цифровых. Во всех вариантах схем предполагается, что в качестве осветительной части установки используется осветительная часть существующих биологических микроскопов, выпускаемых, например, фирмой ЛОМО.

Схема 1 состоит из «точечной диафрагмы» 1, исследуемого объектива 2, окуляра микроскопа 3 и оператора 4. Она позволяет получить качественную оценку дифракции на точке или ограниченную количественную оценку, если окуляр оснащен измерительной шкалой.

В схеме 2 с плоскостью изображения, строимой микрообъективом 2, совмещена ПЗС-матрица 5, которая подключена к дисплею компьютера 6. На экране дисплея наблюдается дополнительно увеличенное примерно в 50 раз цифровое изображение «точечной» диафрагмы 1. Кроме того, по команде оператора вся цифровая информация об изображении диафрагмы может быть занесена в файл на диск компьютера. При этом длина «тубуса» выдерживается номинальной, т.е. равной 147 мм ($160-13=147$). Недостатком этой схемы является неэффективное использование разрешающей способности ПЗС-матрицы 5.

Схемы 3, 4 и 5 решают вопрос повышения эффективности использования разрешающей способности матрицы 5. Такое повышение эффективности достигается за счет общего увеличения изображения «точки» на светочувствительной поверхности матрицы 5.

В схеме 3 в качестве дополнительного проекционного объектива используется окуляр микроскопа 3, перефокусированный с бесконечности на светочувствительную поверхность матрицы 5. Из-за большого фокусного расстояния окуляра существенно увеличивается осевой габарит системы, и требуется дополнительная проверка получаемого изображения.

В схеме 4 в качестве дополнительного проекционного объектива используется дополнительный микрообъектив 7 в расчетном режиме. Осевой габарит системы увеличивается на 180 мм ($147+33=180$). Качество получаемого изображения обеспечивается расчетом микрообъектива, и не требуется дополнительная проверка получаемого качества изображения. При необходимости без изменения габаритных размеров можно изменить увеличение системы заменой микрообъектива одного увеличения на другое. Недостатком этого варианта является большое увеличение осевого габарита схемы, приводящее к снижению жесткости установки.

В схеме 5 дополнительное увеличение достигается за счет установки в параллельном ходе лучей проекционного объектива 8, работающего с бесконечно удаленным предметом. Такая схема интересна тем, что позволяет создать насадку из проекционного объектива 8 и ПЗС-матрицы 5, которую можно устанавливать на микроскоп, не вторгаясь в его конструкцию.

В качестве «точечной» диафрагмы 1 использовались «звезды» на непрозрачных зеркалах, покрытых алюминием, серебром и хромом. Делались попытки изготовления отверстий диаметром 1–5 мкм в таких же покрытиях при помощи лазеров. В качестве малых диафрагменных отверстий отыскивались «звезды» в алюминиевой фольге или изготавливались в ней при помощи иглы механическим.

Пусть для примера оптические увеличения будут $V1=10^x$; $V2=10^x$. Цифровое увеличение рассчитывается по формуле $Vc=Pm/Pd$, где Pm – шаг пикселей матрицы, а Pd – шаг пикселей монитора ($Vc=0.25/0.005=50^x$).

Общее линейное геометрическое увеличение цепи рассчитаем по формуле $Vog=V1 \cdot V2 \cdot Vc$ и получим $Vog=10 \cdot 10 \cdot 50=5000^x$.

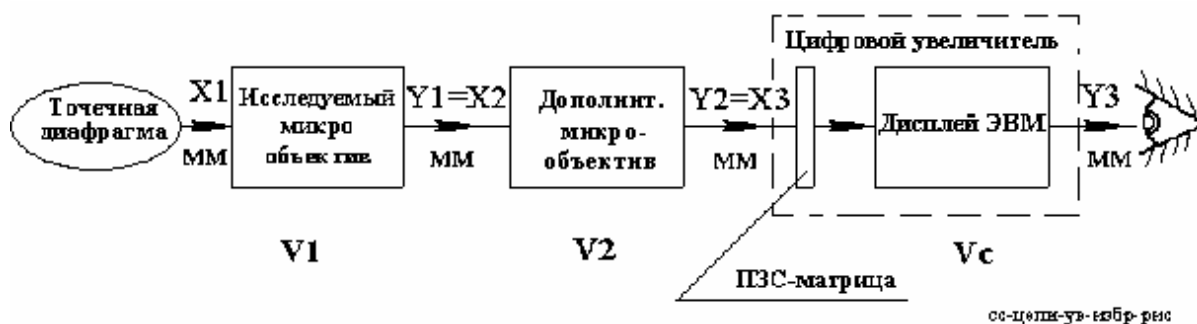


Рис. 2. Структурная схема цепи «геометрического» увеличения изображения «точечной» диафрагмы: X_1 – диаметр «точечной» диафрагмы Y_1 – линейный геометрический размер изображения «точечной» диафрагмы даваемого исследуемым микрообъективом; X_2 – линейный геометрический размер «точечной» диафрагмы в плоскости предметов микрообъектива; Y_2 – линейный геометрический размер изображения «точечной» диафрагмы в плоскости изображений микрообъектива; X_3 – линейный геометрический размер изображения «точечной» диафрагмы на ПЗС-матрице; Y_3 – линейный геометрический размер «точечной» диафрагмы на экране монитора; V_1 – линейное увеличение исследуемого микрообъектива; V_2 – линейное увеличение микрообъектива; V_c – – линейное увеличение цифрового увеличителя

Так, при $X_1=0,005$, геометрический размер изображения «точечного» отверстия на экране монитора $Y_3=25$ мм.

Экспериментально общее линейное геометрическое увеличение цепи V_{og} может быть измерено при помощи объектмикрометра и линейки и рассчитано по формуле

$$V_{og} = \frac{Pod}{Pod},$$

где Pod – шаг объектмикрометра, Pod – шаг изображения объект-микрометра на экране монитора.



Рис. 3. Макет установки для исследования качества микрообъективов по изображению «точки» ИТМО

На рис. 3 представлена фотография макета установки для оценки качества микро-объективов по изображению «точечной» диафрагмы, построенного по схеме 4. В качестве дополнительного проекционного объектива используется дополнительный микро-объектив 7 в расчетном режиме. Работу по разработке и макетированию схемы проводил студент ИТМО В.А. Тимофеев.

На рис. 4 представлена фотография макета установки для оценки качества микро-объективов по изображению «точечной» диафрагмы, построенного по схеме 3. В качестве дополнительного проекционного объектива используется окуляр микроскопа 3, перефокусированный с бесконечности на светочувствительную поверхность матрицы.

Работы проводил в рамках совместной программы студент из Ильменау Robert Seiler.

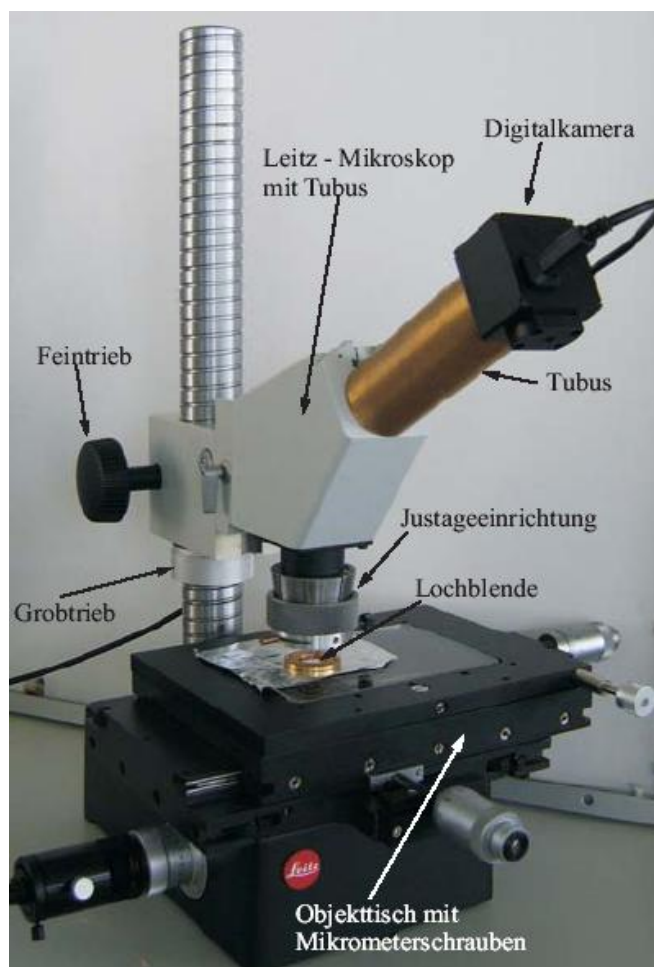


Рис. 4. Фотография макета установки

При помощи ПЗС-матриц увеличенные изображения «точечных» диафрагм преобразуются в цифровой сигнал, регистрируемый в памяти ЭВМ. В результате в нашем распоряжении имеется информация о трехмерной функции распределения освещенности в изображении «точечной» диафрагмы. Две цифры – это координаты точки изображения, а третья цифра – ее освещенность. Используя готовые (встроенные) функции MathCAD, можно вывести на экран монитора матрицу оцифровки освещенности отдельных «точек» исследуемого изображения [3].

На рис. 5 показано изображение «точки», записанное в матрице размером 80×80 пикселей, т.е. состоящее всего 6400 пикселей, и показан фрагмент этой матрицы размером 10×16 элементов. В этой прямоугольной таблице 16 строк и 10 столбцов. Так, ос-

вещенность точке $O(34,26)=90$, а точке $O(49, 35)=243$. Применяемая в макетах матрица различает 255 ступеней (градаций) освещенностей.



Изображение "точки"
"tohka-80-80-11.bmp"

tohka =

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	25	25	26	27	27	29	28	28	27	28
1	24	27	27	27	28	28	29	29	29	30
2	26	26	27	26	27	27	29	28	28	28
3	25	27	27	28	27	26	28	29	28	28
4	24	27	27	26	27	27	28	29	28	29
5	26	26	27	26	28	27	28	29	29	30
6	26	25	26	27	26	27	28	29	29	31
7	26	26	26	27	27	26	29	28	30	31
8	25	26	26	27	27	27	28	28	30	30
9	26	25	26	25	27	28	28	29	29	33
10	25	25	26	26	26	28	28	28	30	32
11	25	25	26	26	27	27	28	30	32	33
12	25	25	25	26	26	28	29	31	32	34
13	25	25	25	25	27	30	29	33	34	35
14	24	24	25	26	27	29	30	32	33	35
15	23	25	25	27	27	30	30	33	35	38

Рис. 5. Изображение «точки»

На рис. 6 показан трехмерный график зависимости освещенности от ее координат в изображении точки, представленной на рис. 5. Общее число цифровых значений необходимых для построения этого графика равно $80 \times 80 \times 2 = 12800$. Плоский срез наверху фигуры говорит о том, что диапазон ступеней освещенности изображения превышает рабочий диапазон ПЗС-матрицы. Для устранения этого среза необходимо уменьшить освещенность «точечной» диафрагмы. Несимметричное вздутие графика говорит о наличии аберрации *кома*.

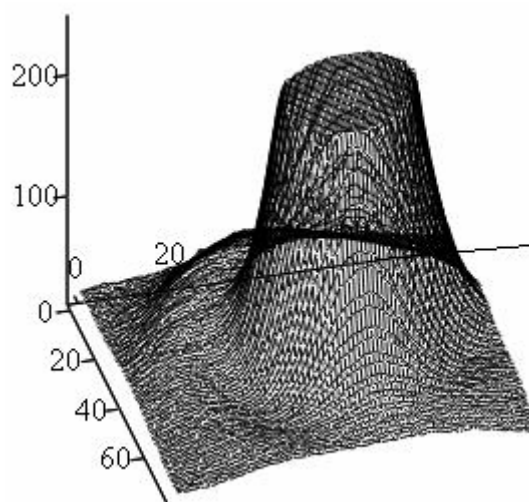


Рис. 6 трехмерный график зависимости освещенности от ее координат

На рис. 7 показаны продольные сечения изображения «точечной» диафрагмы в 50 и 60 столбцах.

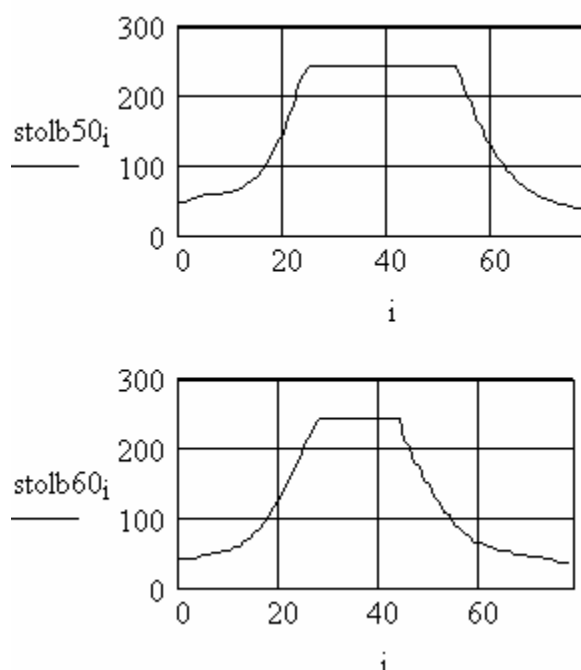


Рис. 7. Продольные сечения изображения «точечной» диафрагмы

На рис. 8 показаны поперечные сечения изображения «точечной» диафрагмы с шагом по освещенности в 50 единиц. В процессе микрофотометрирования изображения «точечной» диафрагмы проводится калибровка цены одной единицы освещенности.

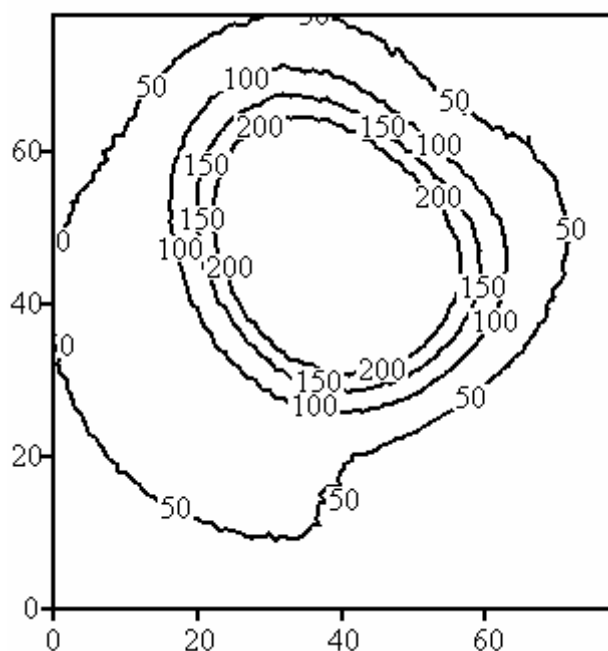


Рис. 8. Поперечные сечения изображения «точечной» диафрагмы

Таким образом, в работе исследуются варианты оптических схем установок для оценки качества микрообъективов по изображению точечной диафрагмы. Приводятся результаты пробных экспериментальных исследований микрообъективов на макетах этих установок, изготовленных в ИТМО и Ильменау (Германия). Схема 4 с дополнительным микрообъективом позволяет легко менять общее увеличение и дает практически не влияет на изображение «точечной» диафрагмы. Для быстрого перехода с визуального наблюдения на видеокамеру удобна схема 5. Кроме того, показываются воз-

возможности обработки информации при помощи вычислительной системы MathCAD на экспериментально полученных цифровых данных.

Литература

1. Сухопаров С.А. Сборка и юстировка морских оптических дальномеров. – М.: Оборонгиз, 1961. – 180 с. С. 79–83.
2. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. – М.: Машиностроение, 1987. – 264 с. С. 229–240.
3. MATHCAD 6.0 PLUS. Финансовые, инженерные и научные расчеты в среде Windows 95. – М.: Информационно-издательский дом «Филинь», 1997. – 712 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЕЦЕНТРИРОВОК ЛИНЗ В ОПРАВАХ ДЛЯ МИКРООБЪЕКТИВОВ

А.М. Бурбаев, Г.В. Егоров

В работе уточняется вид базового элемента оправы линзы в сборочной единице. Предлагается необходимый набор контролируемых погрешностей и их свойств для построения математической модели оптической сборочной единицы микрообъектива. Даются варианты указания этих погрешностей в сборочных чертежах линз в оправках при их аттестации. Предлагается схема измерения контролируемых погрешностей в сборке.

Современный микрообъектив состоит из ряда сборочных единиц (линз (склеек) в оправках), установленных в общем корпусе. Одним из путей повышения качества партии микрообъективов может стать построение математических моделей его оптических сборочных единиц и проведение с их помощью комплектации и оптимизации ориентацию этих сборочных единиц в корпусе объектива программным путем. Для построения математической модели каждой конкретной сборки необходимо измерение всех необходимых значений ее геометрических характеристик.

Для решения вопроса о конструкции базового элемента оправы линзы и о ее геометрической оси проведем структурный анализ соединения оправы линзы (склейки) с корпусом микрообъектива [1, 2]. На рис. 1 показан структурный анализ эскиза соединения оправы линзы с корпусом объектива. По условиям работы это соединение должно быть неподвижным, т.е. у оправы с линзой отнимается шесть степеней свободы. Ограничение подвижностей оправы 2 относительно корпуса объектива 1 идет за счет двух контактных пар поверхностей.

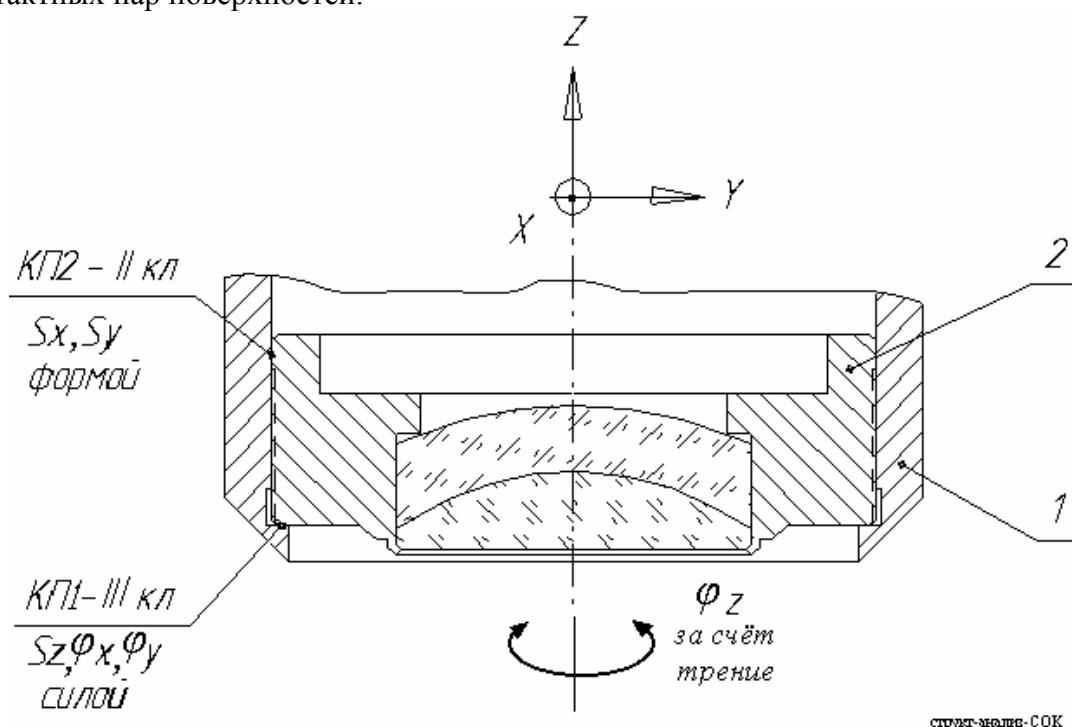


Рис. 1. Структурный анализ соединения оправы линзы с корпусом объектива:
1 – корпус объектива; 2 – линза в оправе; КП1- III кл – контактная пара третьего класса, ограничивает одно линейное смещение S_z и два угловых смещения φ_x и φ_y за счет сил реакции и угловое смещение φ_z за счет силы трения; КП2 – II кл – контактная пара второго класса, ограничивает два линейных смещения S_x и S_y , за счет сил реакции

Первая контактной пары 1 (КП1) образована контактом плоских кольцевых участков торца корпуса 1 и торца оправы 2 и является контактной парой III-его класса, т.е.

отнимает оправы три подвижности Sz , Sx , и φ_y – одно линейное смещение и два угловых поворота. Для того чтобы контактная пара работала, необходимо осуществить ее замыкание – формой или силой. С точки зрения точности предпочтительно силовое замыкание. В данном случае силовое замыкание обеспечивается резьбовым кольцом, прижимающим все оправы объектива к торцевой поверхности корпуса (на рис. 1 резьбовое кольцо не показано).

Кроме того, контактная пара KPI за счет сил трения контактирующих поверхностей ограничивает поворот оправы φ_z .

Вторая контактная пара 2 ($KPI2$) образована боковым участком цилиндрической поверхности корпуса 1 объектива и боковой поверхностью оправы 2. Такая контактная пара формально является контактной парой IV-ого класса и ограничивает четыре подвижности оправы 2: Sx , Sy , φ_x и φ_y – два линейных смещения и два угловых поворота. В данной контактной паре осуществлено замыкание формой, так как для сборки и исключения температурных деформаций необходим минимальный гарантированный зазор. Из сказанного видно, что повороты φ_x и φ_y ограничиваются дважды контактной парой KPI и контактной парой $KPI2$, что приводит к неопределенности работы конструкции. Неясно, какая контактная пара ограничивает поворот, каковы погрешности ограничения поворотов оправы 2.

Для устранения этой неопределенности длину контакта по цилиндрическим поверхностям необходимо уменьшать. Чем меньше боковой зазор между корпусом 1 и оправой 2, тем меньше должна быть ширина этого пояса. В результате этих действий фактически контактная пара $KPI2$ преобразуется из контактной пары IV класса в контактную пару II класса.

Базовым элементом оправы 2 линзы является узкое плоское кольцо на ее торце и узкая полоска ее боковой цилиндрической поверхности. Эти поверхности имеют четко заданную геометрическую ось, называемую геометрической осью оправы. Геометрическая ось оправы – это прямая линия, перпендикулярная плоской поверхности торца оправы и проходящая через центр круга, образованного на ней цилиндрической боковой поверхностью оправы. В технической документации это определение формулируется как ось, образованная плоской и цилиндрической поверхностями оправы.

Поэтому положение многих элементов сборочной единицы линза в оправе прежде всего координируется относительно геометрической оси оправы.

На рис. 2 обозначены измеряемые в процессе аттестации сборочной единицы «линза в оправе» погрешности. Погрешности обозначены следующим образом: ΔDo – погрешность диаметра центрировочного пояса оправы; Δdo – погрешность толщины оправы по краю; ΔdB – погрешность расстояния между торцом B оправы и вершиной сферической поверхности B линзы; ΔdE – погрешность расстояния между торцом B оправы и вершиной сферической поверхности E линзы; $\Delta //Ж$ – погрешность параллельности поверхности $Ж$ оправы торцу B оправы; $\Delta \perp E$ – погрешность перпендикулярности плоской поверхности E линзы оси, образованной поверхностями A и B оправы; $\Delta \oplus B$ – погрешность центрировки центра кривизны сферической поверхности B линзы и относительно оси, образованной поверхностями A и B оправы; $\Delta \oplus Г$ – погрешность центрировки центра кривизны сферической поверхности B линзы и относительно оси, образованной поверхностями A и B оправы; $\Delta \oplus Д$ – погрешность центрировки центра кривизны сферической поверхности B линзы и относительно оси, образованной поверхностями A и B оправы.

Погрешности ΔDo , ΔdB и ΔdE являются скалярными и характеризуются одним численным значением, а погрешности Δdo , $\Delta //Ж$, $\Delta \perp E$, $\Delta \oplus B$, $\Delta \oplus Г$ и $\Delta \oplus Д$ являются векторными погрешностями, и для их характеристики необходимы два числовых значения: значение амплитуды A и значение фазового угла Θ . Фазовые углы погрешностей Θ должны отсчитываться от одного общего положения оправы, отмеченного меткой на

оправе линзы. Таким образом, минимальная характеристика сборки склеенной линзы с оправой состоит из 15 числовых значений.

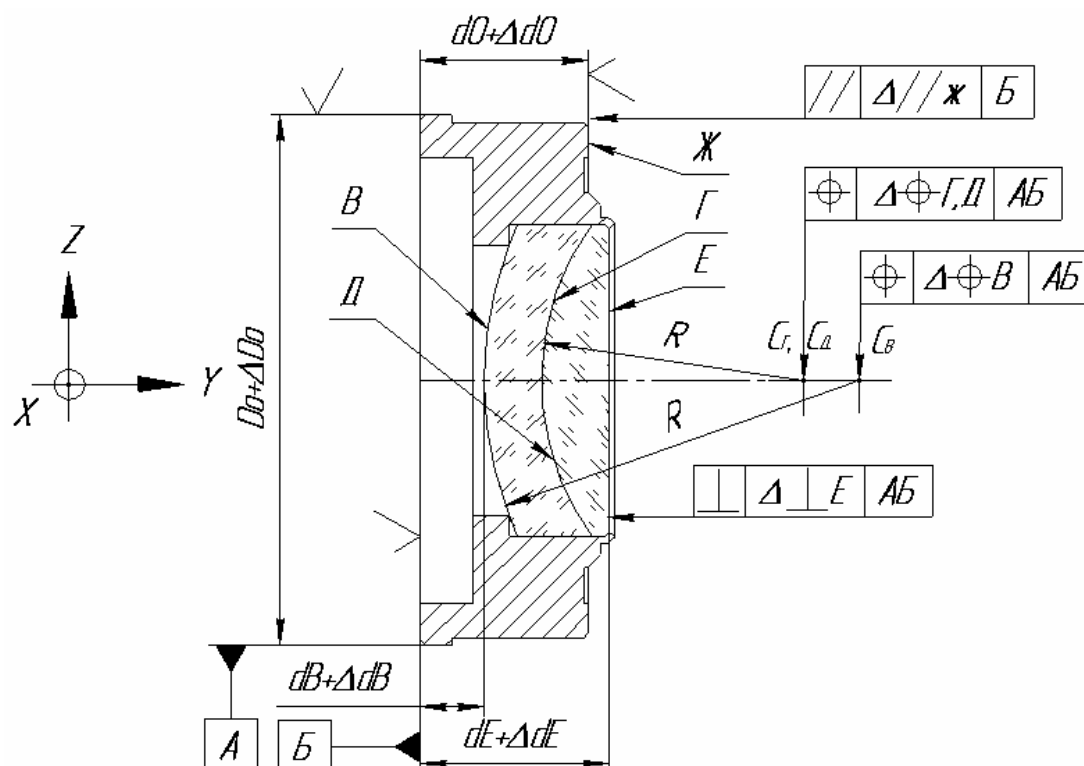


Рис. 2. Эскиз конструкции сборочной единицы линзы в оправе D_0 – номинальный диаметр центрирующего пояса оправы; d_B – номинальная толщина оправы линзы; d_E – номинальное расстояние между торцом B оправы и вершиной сферической поверхности B линзы

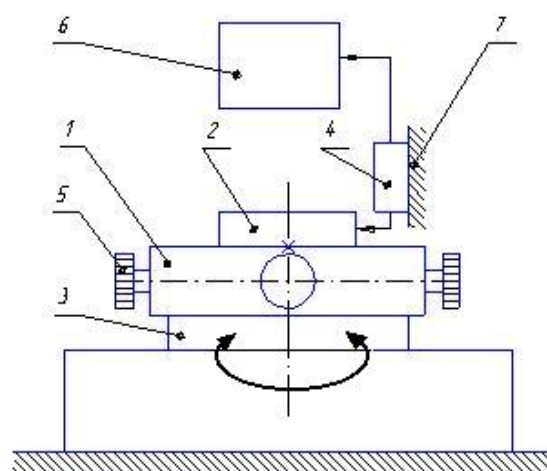


Рис. 3. Схема кругломера: 1 – стол прибора; 2 – контролируемая деталь; 3 – прецизионный шпиндель; 4 – измерительный щуп; 5 – центрирующие винты; 6 – ПЭВМ; 7 – основание прибора

Для материализации геометрической оси оправы сборки предлагается использовать осевую систему измерительного прибора для определения некруглости цилиндрических поверхностей деталей, называемого *кругломером*.

На рис. 3 изображена схема кругломера [6]. Основным элементом кругломера является прецизионная осевая система 3, обеспечивающая наименьшую погрешность измерения отклонений от цилиндричности поверхности контролируемой детали 2 в 0,05 мкм. Кроме того, программное обеспечение ПЭВМ 6 кругломера позволяет исключить остаточные погрешности центрирования контролируемой детали 2 на столе прибора 1.

Если на стол кругломера, предварительно выставленный перпендикулярно оси его вращения, поставить линзу в оправе и отцентрировать ее при помощи винтов 5 кругломера, то геометрическая ось оправы будет совпадать с осью вращения стола кругломера. Кроме того, измерительная система кругломера позволяет выявить остаточные погрешности установки сборочной единицы и исключить их из результатов измерений.

Для измерения децентрировок сферических поверхностей линз [4] необходимо на кругломере установить автоколлимационный цифровой микроскоп. На рис. 4 представлена схема варианта такого микроскопа.

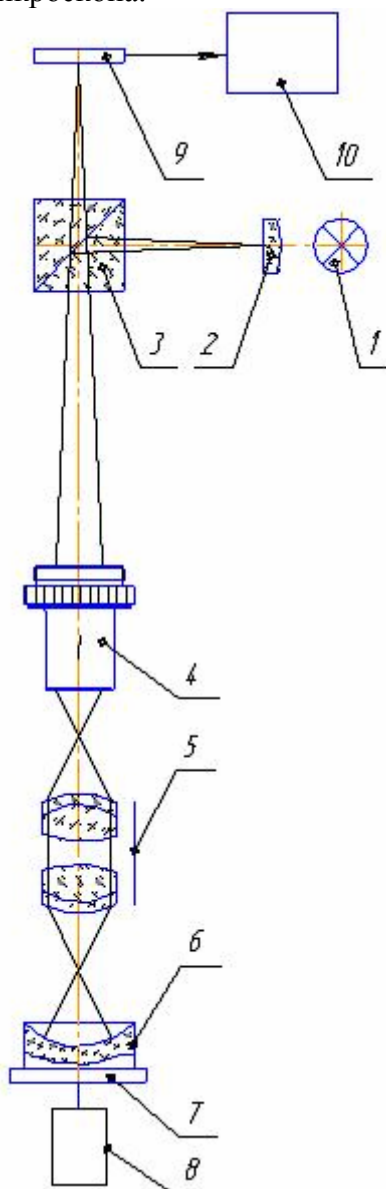


Рис. 4..Схема автоколлимационного цифрового устройства измерения децентрировок линз и линз в сборочных единицах на кругломере: 1 – источник света; 2 – конденсор с диафрагмой; 3 – светоделительный кубик; 4 – микрообъектив; 5 – объектив устройства; 6 – контролируемая линза или сборочная единица с ней; 7 – вращающийся столик кругломера; 8 – шпиндель кругломера; 9 – ПЗС-матрица; 10 – дисплей ПЭВМ

Схема автоколлимационного цифрового устройства измерения децентрировок линз и линз в сборочных единицах на кругломере [6] основывается на объединении схемы автоколлимационной трубки А. Забелина [3] и схемы измерения разрешающей силы микрообъективов автоколлимационным методом Т.И. Соколовой [5] и замене окулярной части на ПЗС-матрицу 9 с дисплеем ПВМ 10 (см. рис. 4).

Таким образом, в работе уточняется вид базового элемента оправы линзы в сборочной единице. Предлагается необходимый набор контролируемых погрешностей и их свойств для построения математической модели оптической сборочной единицы микрообъектива. Даются варианты указания этих погрешностей в сборочных чертежах линз в оправе при их аттестации. Предлагается схема измерения контролируемых погрешностей в сборке.

Уточнение конструкции базового элемента оправы линзы (склейки) микрообъектива и понятия геометрической оси позволило определить полный набор геометрических характеристик этой сборочной единицы и обозначения их погрешностей на ее сборочном чертеже. Предложенная схема измерения погрешностей геометрических характеристик линзовых сборочных единиц микрообъектива на базе кругломера позволяет повысить точность измерений значений этих характеристик.

Наличие полного набора численных значений погрешностей геометрических характеристик для конкретной линзовой сборочной единицы микрообъектива с добавлением погрешностей показателя преломления стекол и погрешностей радиусов кривизны ее линз позволит построить цифровую модель для каждой линзовой сборочной единицы. На основании этих цифровых моделей линзовых сборочных единиц микрообъектива станет возможным проведение с их помощью комплектации и оптимизации ориентация этих сборочных единиц в корпусе микрообъектива программным путем. Проведение такого цикла работ позволит создать микрообъективы с уникальным качеством изображения.

Литература

1. Справочник конструктора оптико-механических приборов. – Л.: Машиностроение, 1980. – 742 с. С. 396–413.
2. Кулагин В.В. Основы конструирования оптических приборов. – Л.: Машиностроение, 1982. – 312 с. С. 25–62.
3. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. – Л.: Машиностроение, 1982. – 237 с. С. 16–19, 167–169.
4. Криопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. – М.: Машиностроение, 1987. – 264 с. С. 91–98.
5. Афанасьев В.А. Оптические измерения. – М.: Высшая школа, 1981. – 229 с. С. 211–213.
6. Измерительный инструмент фирмы "Mitutoyo". Кругломер "Roundtest-116" Серия 211.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ДЕТАЛЕЙ ОБЪЕКТИВОВ

В.К. Кирилловский, М.М. Трухин, Д.Н.Фролов

Рассмотрен аппаратно-программный комплекс для автоматизированного контроля качества деталей и систем объективов. Синтез лазерной интерферометрии, аналоговой телевизионной обработки и интерпретации интерферограмм в реальном времени в сочетании с компьютерной автоматической расшифровкой и всесторонней цифровой обработкой интерферограмм создают новые возможности универсальности и гибкости процесса контроля в соответствии с конкретными задачами реального производства.

Введение

Сложный процесс создания современной оптической системы может быть разделен на два этапа – проектирование и изготовление. На первом этапе производится расчет параметров системы. Качество изображения, которое она может обеспечить, оценивается также путем расчета. На втором этапе, при изготовлении, стремятся получить реальную систему с параметрами, насколько возможно близкими к расчетным. Полученные параметры и качество изображения, даваемого изготовленной системой, оцениваются средствами оптических измерений.

Пусть предметом изготовления является фотографический объектив (рис.1). Рассматривая его элементы, параметры, требующие измерения и контроля, и примеры необходимых средств измерений [2], находим, что качество изображения, даваемое объективом, решающим образом связано с аберрациями объектива, которые, в свою очередь, в процессе изготовления зависят от ошибок поверхностей оптических деталей, дефектов оптических материалов и качества сборки. Все перечисленные факторы приводят к деформациям волнового фронта, формируемого объективом.

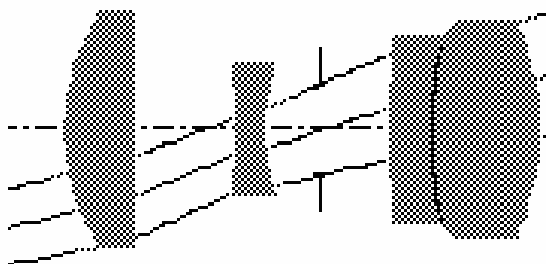


Рис. 1. Схема фотообъектива

Сведения о структуре изображения, построенного оптической системой, могут быть получены двумя путями: *прямым* и *косвенным*.

Косвенные способы оценки качества изображения состоят в измерении структуры деформаций волнового фронта в зоне 1 (зоне зрачка), на выходе оптической измерительной схемы, и последующем вычислении на основе полученной карты волнового фронта характеристик качества изображения, таких как ФРТ, ФРЛ и ЧКХ. Преимущества *косвенных* методов состоят в том, что они позволяют по известной топографии отклонений фронта волны рассчитать большинство характеристик качества изображения и определить влияние конкретных искажений волнового фронта, вносимых системой, на качество изображения.

Интерферограмма

Сегодня наиболее полную количественную информацию о волновом фронте можно получить интерферометрическим методом. При этом волновой фронт может быть

оценен с точностью λ/n , где λ – длина световой волны источника, а – число проходов лучей через систему. Интерферометрия позволяет при точно сфокусированном интерферометре получить интерференционную картину, подобную топографической карте профиля ошибок исследуемой волновой поверхности, где горизонтالي (изолинии уровня) представлены в виде полос с интервалом, кратным длине световой волны. При поперечной расфокусировке интерферометра, предложенного Твайманом, возникает система полос, форма каждой из которых соответствует профилю ошибок волнового фронта в данном сечении зрачка.

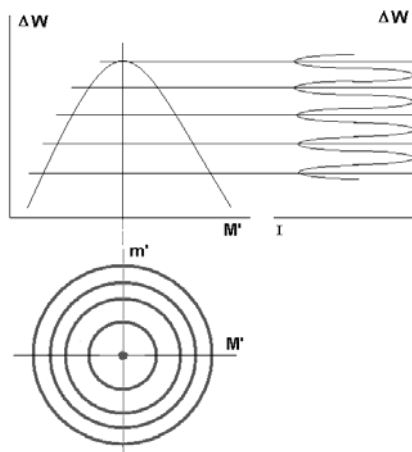


Рис. 2. Точно сфокусированный интерферометр)

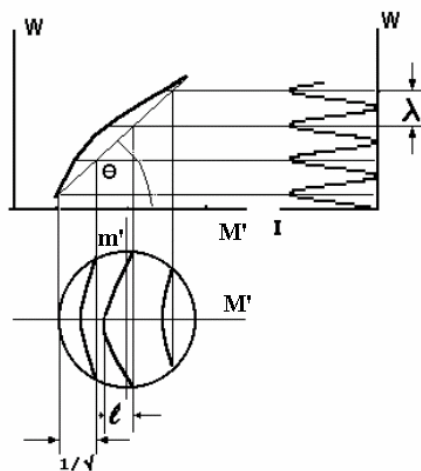


Рис. 3. Поперечно расфокусированный интерферометр



Рис.4. Вид интерферограммы, полученной в соответствии со схемой рис. 2

Твайман предложил на основании сведений о форме волнового фронта рассчитывать интенсивность светового поля, заложив таким образом основу косвенного метода

экспериментального исследования качества оптической системы. Схема интерферометра Тваймана показана на рис.5.

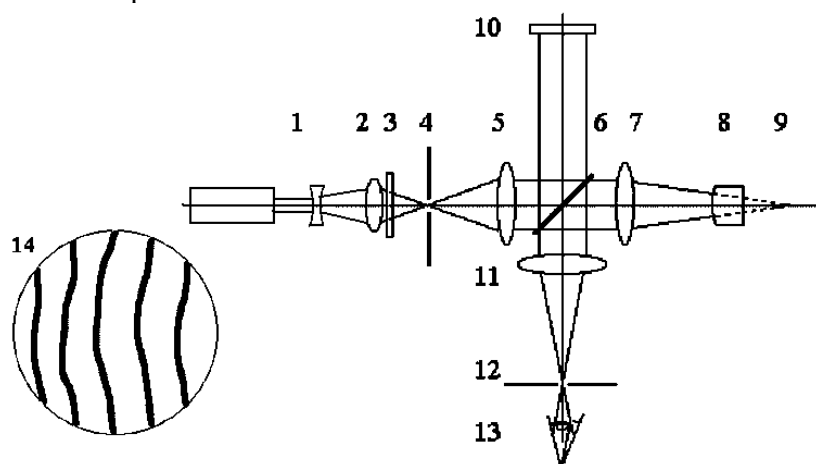


Рис. 5. Интерферометр Тваймана для исследования объектива: 1,2,3 – осветительная система, 4 – точечная диафрагма, 5 – коллиматорный объектив, 6 – светоделитель, 7 – исследуемый объектив, 8 – сферическое образцовое зеркало, 9 – его центр кривизны, 10 – плоское образцовое зеркало, 11 – объектив наблюдательной системы, 12 – наблюдательная диафрагма, 13 – приемник изображения, 14 - интерферограмма

Общий вид интерференционной картины позволяет опознать характер преобладающей аберрации для исследуемой системы (рис. 6).

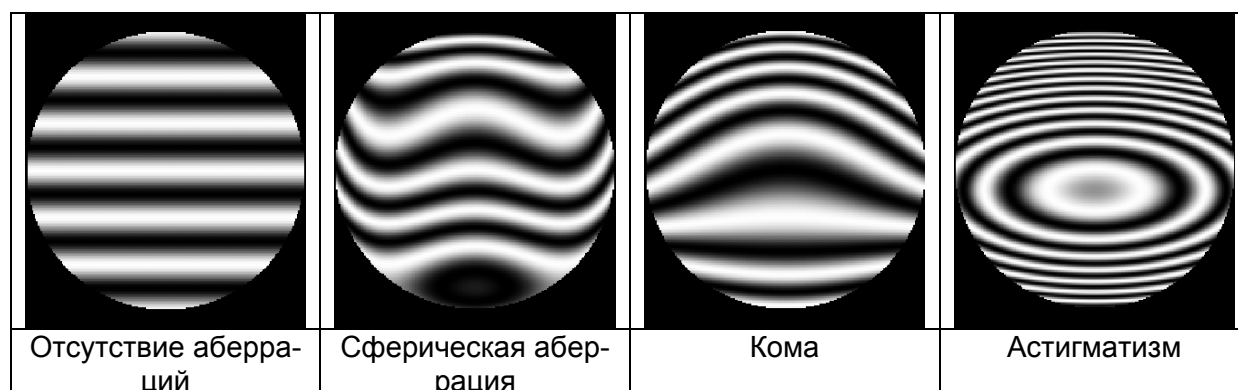


Рис. 6. Общий вид интерференционной картины позволяет опознать характер преобладающей аберрации для исследуемой системы. Интерферометр ФИЗО

Контроль плоской поверхности

Высокая чувствительность к вибрации двухлучевого интерферометра Тваймана послужила стимулом к поиску схемных решений интерферометров, в которых этот недостаток снижен. В наши дни получил распространение интерферометр Физо. В его схеме рабочее плечо, содержащее исследуемую поверхность или систему, совмещено с опорным плечом, содержащим образцовую деталь или поверхность, формирующую опорный волновой фронт. Такое совмещение стало возможным благодаря применению в качестве образцовой детали с образцовой поверхностью, работающей в проходящем свете.

На рис. 5 дана схема интерферометра Физо для контроля плоской поверхности. Здесь в качестве образцовой применяется пластина 8, фронтальная поверхность выполнена с образцовой точностью (на уровне до $1/20 \lambda$). В практике контроля поверхностей средней точности погрешности образцовой поверхности в интерферометре по традиционной схеме принято считать пренебрежимо малыми.

С целью исключения влияния паразитной интерференционной картины, возникающей при отражении плоского фронта от обратной, нерабочей поверхности образцовой пластины, эта поверхность выполнена с небольшой клиновидностью, порядка 0.5–1 мм снижения толщины от верхнего края пластины к нижнему. При этом возникающая паразитная интерференционная картина от обратной поверхности имеет полосы высокой частоты (порядка 1000 полос на всю поверхность), которые практически не разрешаются приемником изображения и не мешают восприятию основной интерферограммы.

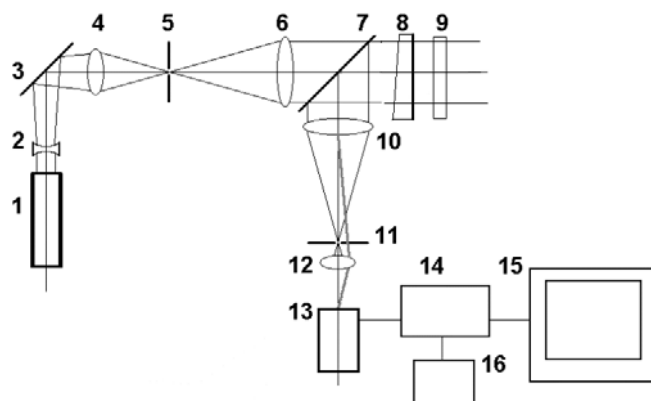


Рис.7. Схема интерферометра Физо при контроле плоской оптической поверхности: 1 – лазер, 2 - отрицательный компонент осветительной системы, 3 - наклонное зеркало, 4 - объектив осветительной системы, 5 - точечная диафрагма, 6 - коллиматорный объектив, 7 – светоделитель, 8 – пластина с образцовой фронтальной поверхностью, 9 – исследуемая плоская поверхность, 10 - объектив наблюдательной системы, 11 - наблюдательная диафрагма, 12 - объектив регистрации интерферограммы (линза Бертрана), 13 – регистрирующая камера, 14 - электронный блок телевизионного анализатора интерферограмм, 15 - телевизионный монитор, 16 - пульт управления

Контроль сферической поверхности

Интерферометр построен по схеме автоколлимационного микроскопа, в которой между исследуемой поверхностью и микрообъективом установлен мениск. Фронтальная поверхность мениска играет роль образцовой поверхности, отражая волновой фронт сравнения, интерферирующий с волновым фронтом, отраженным от исследуемой оптической поверхности.

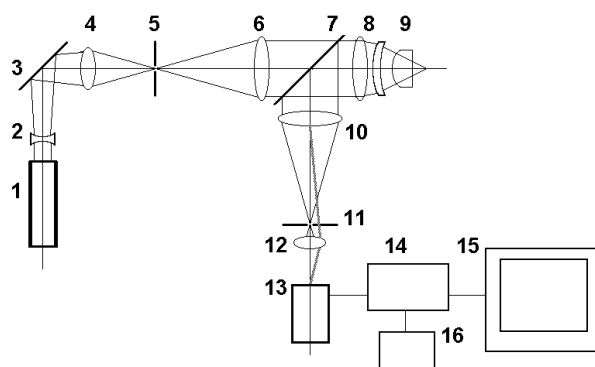


Рис. 8. Схема интерферометра Физо при контроле сферической оптической поверхности: 1 – лазер, 2 - отрицательный компонент, осветительной системы, 3 – наклонное зеркало, 4 – объектив осветительной системы 5 – точечная диафрагма, 6 – коллиматорный объектив, 7 - светоделитель, 8 - объектив интерферометра с образцовой фронтальной поверхностью, 9 - исследуемая деталь, 10 – объектив осветительной системы, 11 – наблюдательная диафрагма, 12 – объектив регистрации интерферограммы (линза Бертрана), 13 – регистрирующая камера, 14 – электронный блок телевизионного анализатора интерферограмм (ТАИ), 15 – телевизионный монитор, 16 – пульт управления ТАИ



Рис. 9. Общий вид интерферометра Физо в агрегате с анализатором интерферограмм ТАИ-1, при контроле линзы



Рис.10. Контроль линзы на интерферометре Физо

По виду интерференционной картины определить величину ошибки исследуемой оптической поверхности как отношение максимальной стрелки прогиба интерференционной полосы к шагу (периоду) полосы.

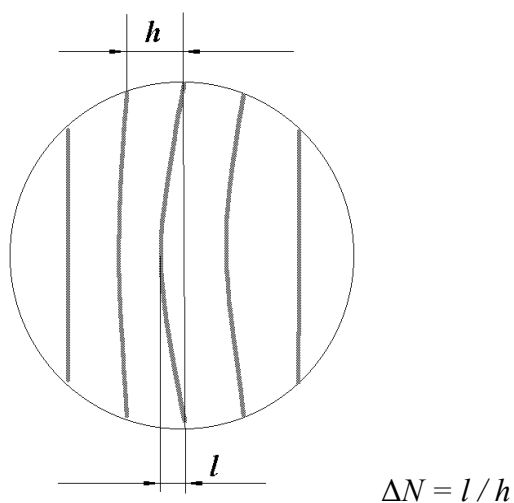


Рис. 11. Методика определения максимальной ошибки волнового фронта по интерферограмме исходя из оценки соотношения стрелки прогиба полосы с ее шагом

На рис. 11 – 17 показаны схема для контроля объектива на интерферометре Физо, общий вид установки и ее элементов.

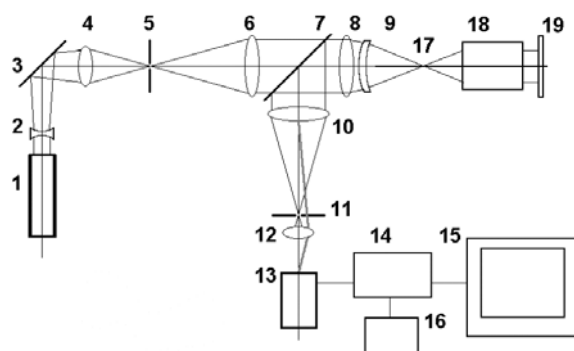


Рис.12. Схема интерферометра Физо при контроле объектива

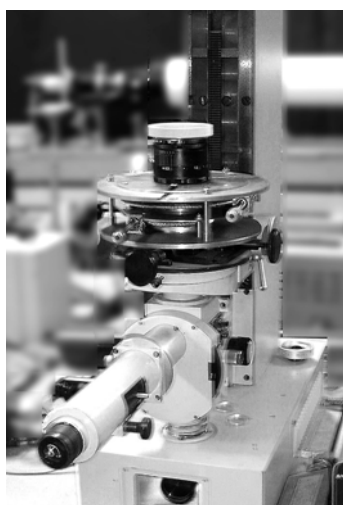


Рис. 13. Общий вид интерферометра Физо при контроле объектива

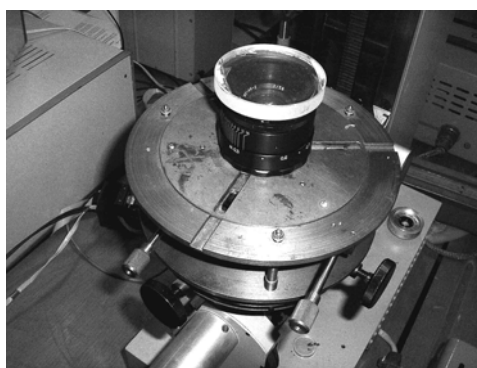


Рис.14. Контроль объектива Гелиос-44 на интерферометре Физо

Низкая чувствительность к вибрациям принесла широкую популярность интерферометрам по схеме Физо при контроле оптических изделий средней точности.

В табл. 2 показаны разновидности конструктивных решений интерферометра Физо для различных целей. Выпускаемые комплексы оснащены компьютерами, видеовыходом и дорогостоящим программным обеспечением. Однако их точностные возможности, как показано далее, ограничены необходимостью применения в их конструкции образцовых деталей, точность которых неизбежно ограничена и находится на уровне $\lambda/20$.

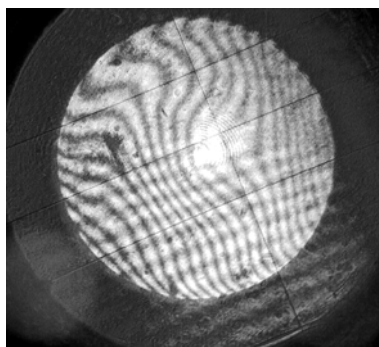


Рис.15. Интерферограмма объектива Гелиос-44

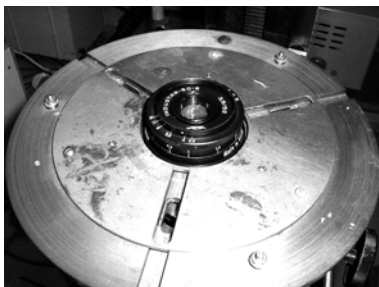


Рис. 16. Объектив Индустар-50 на интерферометре Физо

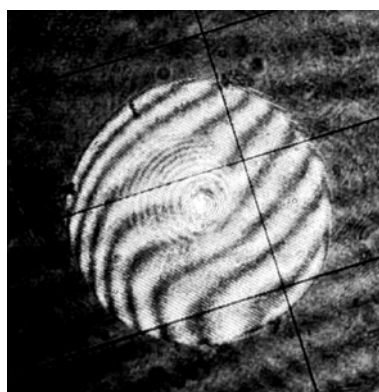


Рис. 17. Интерферограмма объектива Индустар-50

Анализ погрешностей метода интерферометрии

Ограничение интерферометрического метода в его исходной форме состоит в том, что освещенность поперек полосы изменяется по синусоидальному закону, контуры полос неотчетливы и поэтому погрешность визуальной расшифровки не менее 0,05 ширины полосы. Современные методы специальной регистрации дают возможность преобразовать структуру изображения к виду, позволяющему достичь максимально возможной точности при его расшифровке. Как видно из рис. 18, плавная пограничная зона преобразована в четкую штриховую линию.

Практика работы интерферометров с обработкой интерференционного изображения с целью повышения точности измерения координат полос (например, при помощи разработанного [2–3] анализатора интерферограмм ТАИ-1, рис. 19–21) показала возможность обнаружения и оценки ошибок волнового фронта на уровне $0,005 \lambda$ в реальном времени в интерактивном режиме. Показано полученное таким способом изображение интерферограммы. Сферические вогнутые поверхности могут контролироваться таким прибором с точностью лучше $0,01$ длины волны. Достигнутый результат, на наш

взгляд, является достаточно убедительным, так как во многих областях исследований повышение точности, например, в 2 раза служит серьезным достижением. Получена экспериментальная зависимость среднеквадратической погрешности наведения на границу интерферограммы от уровня градиента.

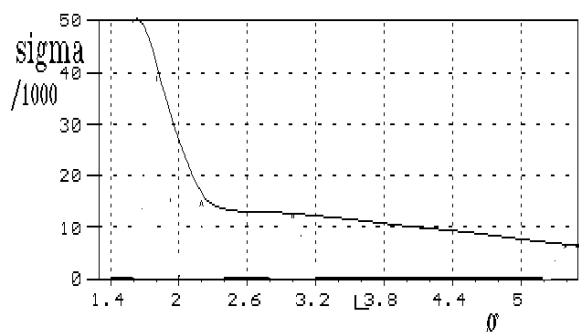


Рис. 18. Экспериментальная зависимость среднеквадратической погрешности наведения на границу интерферограммы от уровня градиента

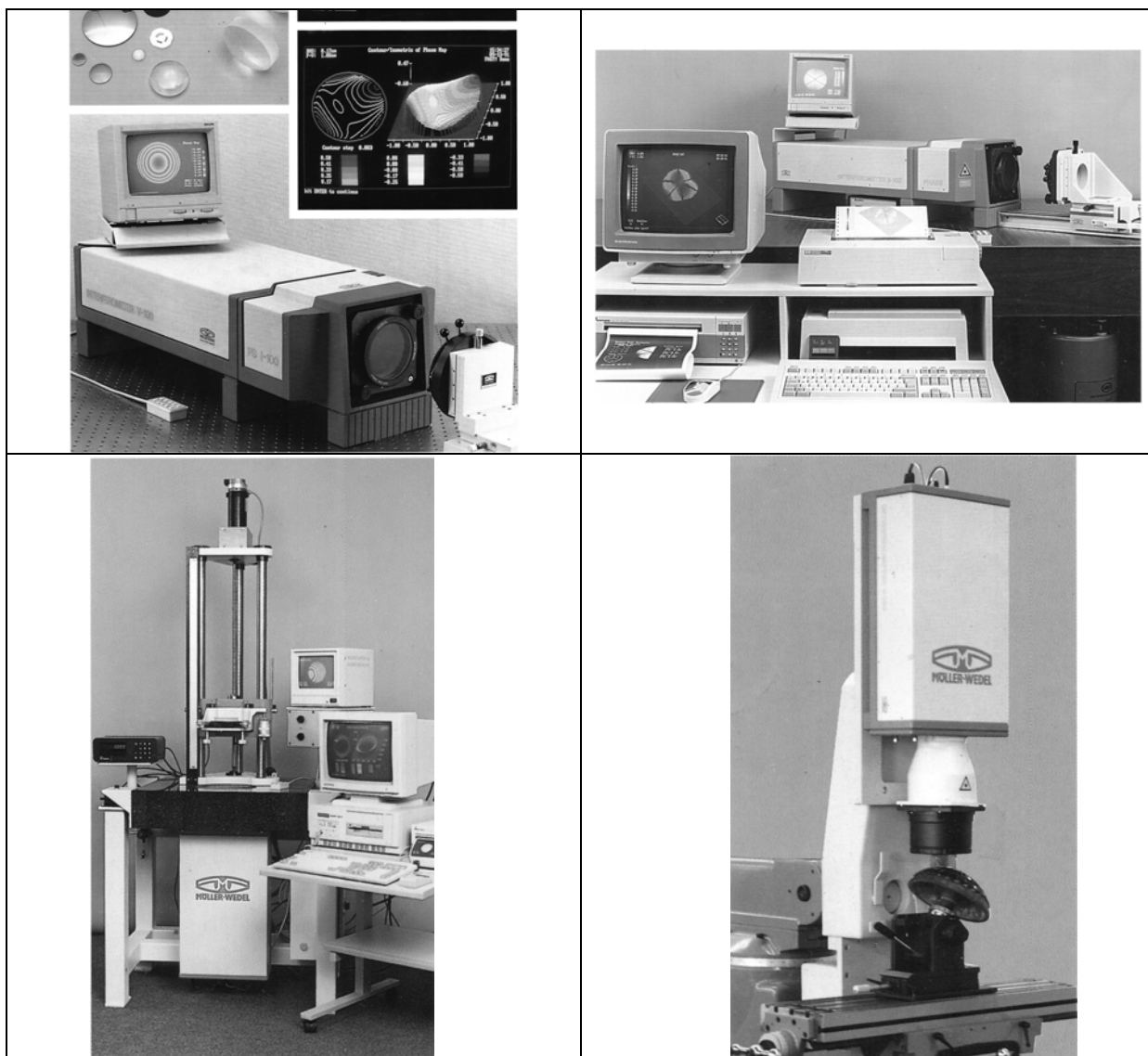


Таблица 1. Разновидности конструктивных решений интерферометра Физо (фирмы Möller-Wedel)

Анализ источников погрешностей метода интерферометрии на основе разработанной модели показал, что погрешность измерения ошибки рефракции оптических систем и элементов определяется погрешностью измерения координаты границы элемента интерферограммы, но эта граница является нерезкой.

Показано, что среднеквадратическая погрешность σ_n наведения измерительной марки на край не вполне резкого элемента изображения зависит от величины максимального пограничного градиента g_{max} в этом изображении и связана с ней практически обратно пропорциональной зависимостью.

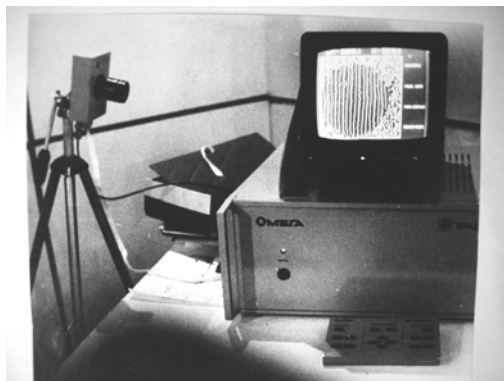


Рис. 19. ТАИ-1 - анализатор интерферограмм в режиме *on-line*

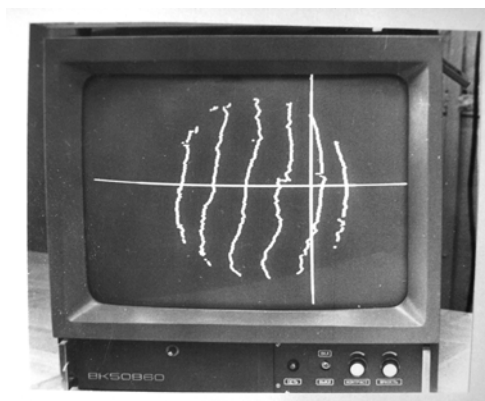


Рис. 20. Режим выделения центров интерференционных полос



Рис. 21. Генерация управляемой опорной шкалы как модели идеальной интерферограммы

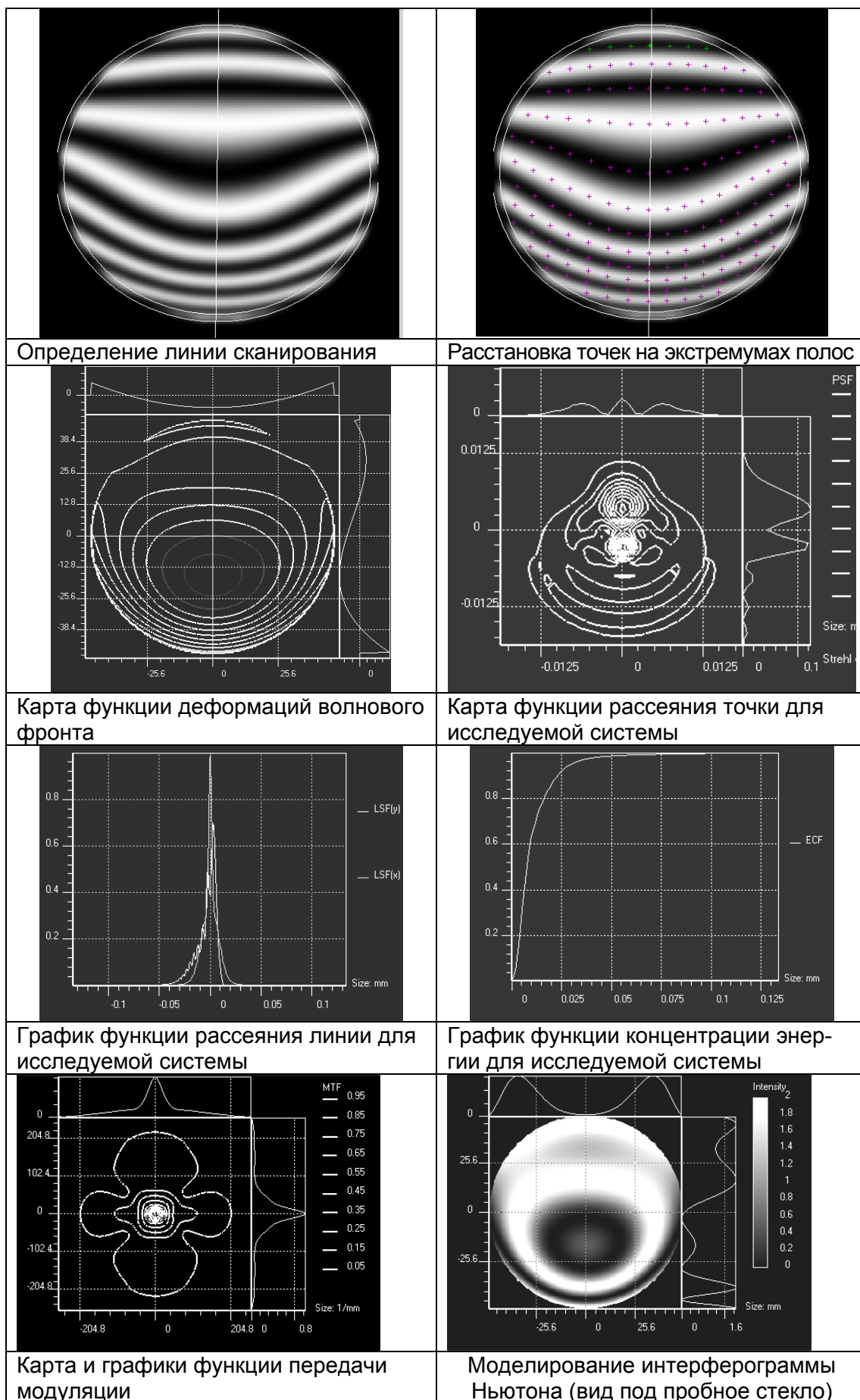


Таблица 2. Этапы обработки интерферограмм

Высокоточная обработка и интерпретация сложных интерферограмм

С целью восстановления фазы волнового фронта и топографии поверхности используется коммерческая программа обработки интерферограмм ZEBRA MathOPTIX [3], разработанная на кафедре прикладной и компьютерной оптики, а также программное обеспечение обработки интерферограмм, созданное на кафедре компьютерных технологий [4]. Программа ZEBRA MathOPTIX обладает целым набором математических и сервисных возможностей, предоставляемых пользователю в соответствии с принятыми в мире стандартами индустриально используемых интерферометров. В этом смысле выходная информация, которая формируется в программе ZEBRA MathOPTIX, аналогична программному обеспечению интерферометров таких ведущих фирм, таких как Zygo, Veeco и Möller-Wedel. Авторами-разработчиками программы ZEBRA MathOPTIX являются сотрудники кафедры прикладной и компьютерной оптики В.М. Домненко и Д.А. Гаврилин.

Обработка интерферограмм производится в несколько этапов, что иллюстрируется представленными в табл. 2 изображениями.

Выводы

1. Рассмотрен аппаратно-программный комплекс для автоматизированного контроля качества деталей и систем объективов.
2. Реализован синтез лазерной интерферометрии и аналоговой телевизионной обработки и интерпретации интерферограмм, показала возможность обнаружения и оценки ошибок волнового фронта на уровне $0,005 \lambda$ в реальном времени в интерактивном режиме.
3. Разработаны аппаратура и технология контроля с применением компьютерной автоматической расшифровки и всесторонней цифровой обработки интерферограмм, что создает новые возможности универсальности и гибкости процесса контроля в соответствии с конкретными задачами реального производства.

Литература

1. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. – Л.:Машиностроение,1983.
2. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Часть 5. Аберрации и качество изображения. – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006.
3. Кирилловский В.К. Применение телевидения при контроле и аттестации оптических систем. – Л.: ЛИТМО, 1983.

КОНТРОЛЬ ОПТИКИ МИКРООБЪЕКТОВ НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ БОКОВОГО СДВИГА ПО СХЕМЕ РОНКИ

В.К. Кирилловский, А.Н. Куликов

Рассмотрены особенности контроля объектива микроскопа на интерферометре бокового сдвига, созданном на базе схемы Ронки [1]. В дополнение к уникальным возможностям интерферометра сдвига с дифракционной решеткой, нечувствительного к вибрациям и способного работать с применением источника белого света и выделением требуемых спектральных зон при контроле хроматизма, компьютеризация делает данный метод контроля одним из наиболее привлекательных благодаря простоте, экономичности и эффективности.

Принцип метода

Принцип действия интерферометра состоит в наложении и интерференции двух взаимно когерентных сферических волновых фронтов в режиме интерференции сдвига (табл. 1). Сферическая волна, сформированная исследуемой оптической системой, имеющая центр кривизны в точке P , падает на линейную решетку R , установленную нормально к оптической оси вблизи плоскости фокусировки тест-объекта. Решетка имеет пространственную частоту m и отстоит от центра кривизны сферической волны на расстояние y . Это расстояние считается положительным, если отсчет производится в направлении, обратном направлению распространению света. При этом по обеим сторонам от точки P образуются дифракционные спектры различных порядков, имеющие для монохроматического света вид точек. Расстояние между спектрами для малых углов дифракции равно

$$d = y\beta, \quad (1)$$

где β – угол дифракции.

$$\beta = m\lambda. \quad (2)$$

Отсюда

$$d = ym\lambda. \quad (3).$$

Итак, решетка порождает ряд дифрагированных волн. Диафрагмой выделим из всей совокупности дифрагированных фронтов только два соседних фронта, повернутых на угол β и смещенных на расстояние d один относительно другого. После концентрации в точках P и P' сферические фронты расходятся, образуя в той области пространства, где они перекрываются с наклоном на угол β' , интерференционные полосы. (Под углом β' наблюдаются дифракционные спектры P и P' из центра зрачка Z исследуемой оптической системы [3]). Расстояние между интерференционными полосами (шаг интерференционных полос) составляет

$$1/M = \lambda/\beta' \quad (4)$$

$$1/M = \lambda x/d \quad (5)$$

Имея в виду, что

$$d = ym\lambda,$$

находим, что

$$1/M = \lambda x/ym\lambda; \quad (6)$$

$$\beta' = d/x$$

$$1/M = x/my.$$

Отсюда получаем соотношение:

$$M/y = m/x. \quad (7)$$

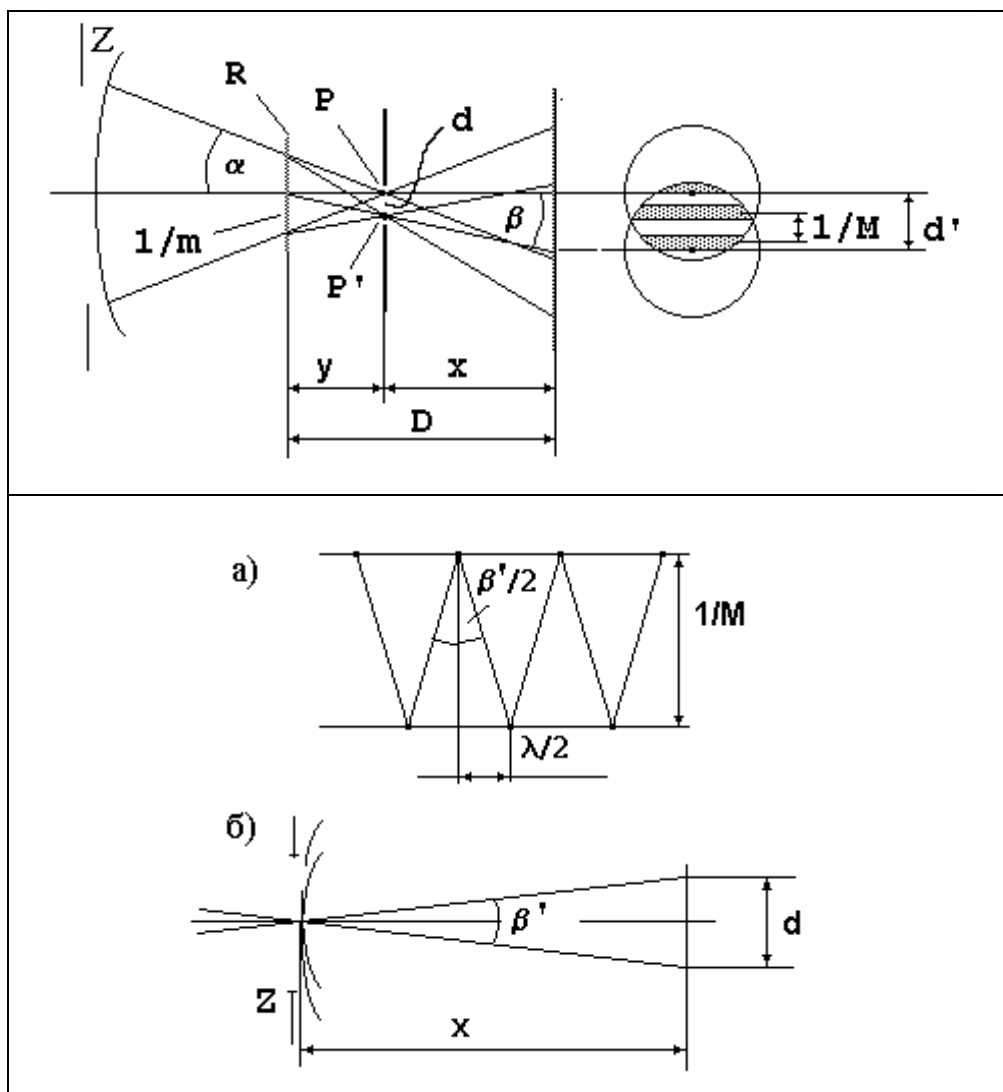


Таблица 1. Принцип действия интерферометра с решеткой Ронки

Физический смысл сокращения величины λ очень интересен. Он состоит в том, что работа данного интерферометра сочетает явления как интерференции, так и дифракции. При дифракции (3) *увеличение* длины волны λ влечет за собой *увеличение* расстояния d между спектрами, как видно из формулы (3). Это соответствует *увеличению* угла взаимного заклона дифрагированных фронтов β' и должно было бы сопровождаться увеличением частоты интерференционных полос (5).

Однако в процессе *интерференции* дифрагированных фронтов, наложенных под углом β' , то же *увеличение* λ влечет за собой, как видно из выражения (6), пропорциональное *уменьшение* частоты полос, соответствующих той же величине деформации (в данном случае заклона) волнового фронта. В итоге частота интерференционных полос в интерферометре Ронки (для ахроматической исследуемой системы) не зависит от длины волны излучения, а связана лишь с частотой решетки и геометрическими соотношениями в схеме, что при небольших апертурах исследуемых систем позволяет описывать механизм формирования полос Ронки просто теньевым отображением штрихов решетки (рис. 1). Это же позволяет вести исследования интерферометре данного типа с применением источника белого света.

При наличии продольного хроматизма или сферохроматизма в исследуемой системе наблюдается окрашивание интерференционных полос, полученных в белом свете.

Это объясняется изменением длины отрезка y для разных длин волн при указанных aberrациях. Это свойство данного интерферометра позволяет использовать его при исследованиях хроматизма.

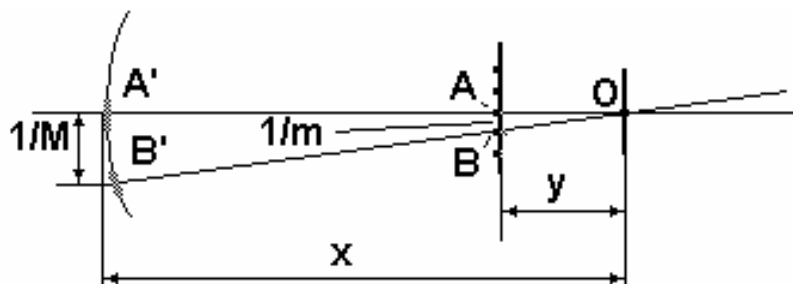


Рис.1. Частота интерференционных полос связана с частотой решетки

Итак, частота интерференционных полос связана с частотой решетки соотношением $M=mu/x$. (8)

При отсутствии деформаций наложенных фронтов эти полосы прямолинейны, параллельны и отстоят друг от друга на равные промежутки. Таким образом, возникающая в этой схеме интерференционная картина есть результат сложения и интерференции сдвига рабочей волны, раздвоенной в результате дифракции на решетке и несущей информацию об aberrациях исследуемой оптической системы.

Характеристики установки для исследования объектива микроскопа

1. Источник света – лампа накаливания с набором монохроматических светофильтров ($\lambda_1=546.07$ нм, $\lambda_2=656.27$ нм).
2. Образцовая поверхность – отсутствует.
3. Установка собрана на базе биологического микроскопа «Биолам».
4. Частота линейной решетки 12,5 лин/мм.
5. Задний рабочий отрезок микрообъектива $x=140$ мм.

Проведение исследований

Получить интерферограммы поочередно от 2 -х объективов [4].

- 1) Используя в микроскопе окуляр, сначала фокусируются на тест-объект (точечный препарат), помещенный на предметный столик микроскопа; находят вертикально расположенный светлый штрих, который материализует тест-объект «светящаяся линия»; подвижками столика приводят тест-объект в центр поля.

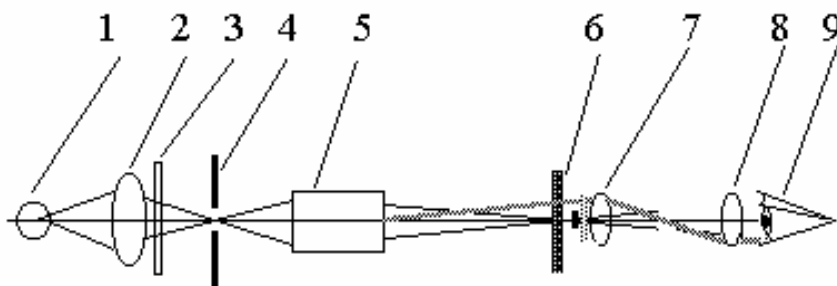


Рис.2. Схема установки для исследования объектива микроскопа

1 - лампа	6 - дифракционная решетка
2 - конденсор	7 - объектив наблюдательной системы
3 - светофильтр	8 - окуляр наблюдательной системы
4 - точечная или щелевая диафрагма	9 - глаз наблюдателя или камера регистратора
5 - исследуемый микрообъектив	

2) Заменяют окуляр на вспомогательный микроскоп (трубку МИР-4) и фокусируются на выходной зрачок исследуемого микрообъектива. Фокусировкой вспомогательного микроскопа находят положение, при котором в зрачке наблюдается система параллельных темных полос на светлом фоне. При недостаточном контрасте полос необходимо повернуть трубку Мир-4 в тубусе микроскопа так, чтобы направление штрихов решетки также стало вертикальным и совпало с направлением тест-объекта «светящаяся линия». Число интерференционных полос можно менять с помощью продольных подвижек тубуса микроскопа.

3) По виду интерференционной картины оценивают характер aberrаций исследуемого микрообъектива (рис.3).

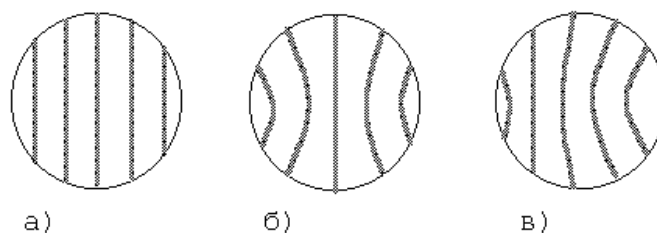


Рис. 3. Форма интерференционной картины Ронки в зависимости от характера aberrаций: а) отсутствие aberrаций; б) сферическая aberrация; в) кома

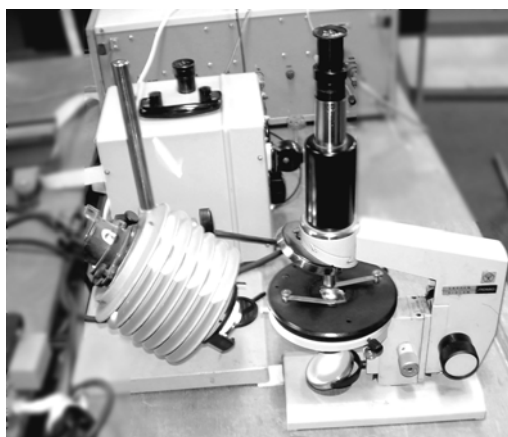


Рис. 4. Интерферомер Ронки для исследования ахроматических и хроматических aberrаций микрообъективов

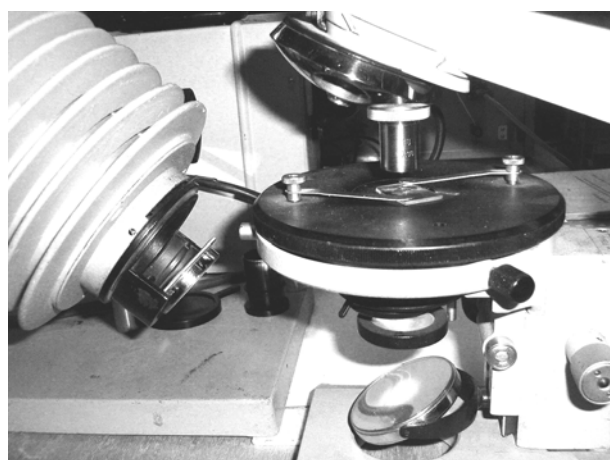


Рис. 5. Точечный препарат на предметном столике интерферометра по схеме Ронки содержит субмикронную щель, применяемую для формирования тест-объекта «светящаяся линия»

4) Измеряют частоту интерференционных полос по среднему сечению картины Ронки в двух длинах волн и рассчитывают хроматическую разность для исследуемого микрообъектива. Имея в виду, что (7) $M/y=m/x$, значение y составит $y=Mx/m$, где M – частота интерференционных полос в зрачке исследуемого микрообъектива (для диаметрального сечения).

Для двух исследуемых длин волн имеем:

$$y_{\lambda 1} = M_{\lambda 1} x / m, y_{\lambda 2} = M_{\lambda 2} x / m.$$

Хроматическая разность методом в интерферометре Ронки определяется как

$$\Delta y_{\lambda} = y_{\lambda 1} - y_{\lambda 2}.$$

Методика проведения измерения

- Измерить величину $d_{\text{зм}}$ – диаметр зрачка исследуемого микрообъектива.
- Наблюдая интерферограмму, сосчитать число полос $n_{\text{ип}}$ (с долями) по диаметру изображения зрачка (до раздвоения справа).
- Определить частоту M полос интерферограммы как $M = n_{\text{ип}} / d_{\text{зм}}$.

При определении хроматизма

<i>измеряется</i>	<i>определяется</i>
$n_{\text{ип } \lambda 1}$	$M_{\lambda 1}$
$n_{\text{ип } \lambda 2}$	$M_{\lambda 2}$

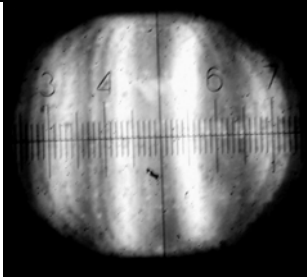
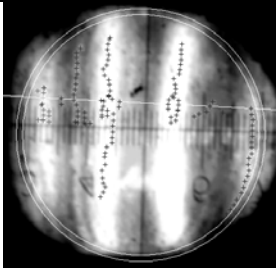
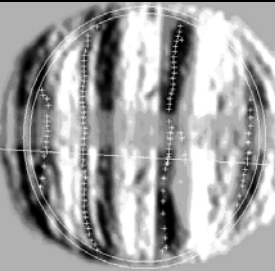
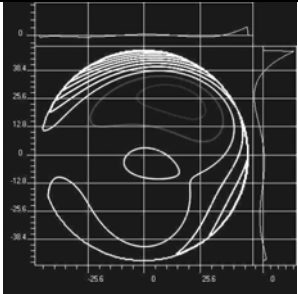
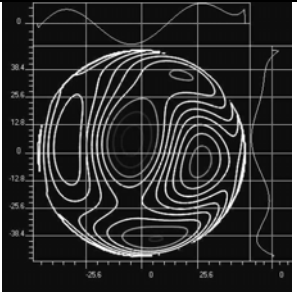
	
Исходная цифровая фотография	После обработки в программе Adobe Photoshop
	
Низкий процент опознаваемости координат полос без обработки	Высокий процент опознаваемости координат полос при обработке
	
Неполное распознавание aberrаций	Полное распознавание aberrаций

Рис. 6. Влияние обработки изображения интерферограммы Ронки

г) Если оптимальная по контрасту интерферограмма содержит малое количество полос (3–4 полосы), то величина M надежнее определяется по следующей методике:

$$M = 1/T_p \text{ (1/мм)},$$

где T_p – период полос в параксиальной зоне интерферограммы;

$$T_p = (p_1 - p_2) V_c, \text{ (мм)};$$

p_1 и p_2 – координаты двух центральных полос в числе делений окулярной шкалы вспомогательного микроскопа МИР-1. V_c – цена деления окулярной сетки, отнесенная к зрачку исследуемого микрообъектива.

$$V_c = d_{зм} / n_{ш} \text{ (мм)};$$

$d_{зм}$ – измеренный ранее диаметр зрачка исследуемого микрообъектива (мм), $n_{ш}$ – число делений окулярной сетки, соответствующее диаметру изображения зрачка на сетке;

$$n_{ш} = p_{31} - p_{32},$$

где p_{31} и p_{32} – соответственно координаты правого и левого края изображения зрачка на окулярной сетке.

д) Хроматическая разность определяется как

$$\Delta y_\lambda = (x/m) (M_{\lambda 1} - M_{\lambda 2}).$$

Компьютеризация интерферометрии Ронки

Приемником изображения в данной работе служила цифровая камера OLYMPUS Camedia C-370 Zoom. Достоинства камеры: достаточно высокое пиксельное разрешение 3,2 MPix.; объектив имеет переменное фокусное расстояние $f' = 5,8\text{--}17,4$ мм, что чрезвычайно упрощает задачу регистрации интерферограмм микрообъективов с различными диаметрами выходного зрачка, позволяя добиваться практически одинакового масштаба интерферограммы.

Компьютерная обработка интерферограммы Ронки в общем случае требует создания специальной программы, направленной на обработку интерферограммы сдвига, что станет предметом дальнейших разработок в указанном направлении.

В данном исследовании был проведен эксперимент по расшифровке и обработке интерферограммы Ронки при помощи программного пакета ZEBRA–Mathoptics. Для случая интерферограммы осесимметричной деформации волнового фронта (типа сферической аберрации) обработка в пакете ZEBRA позволяет отобразить карту поперечных аберраций в зрачке системы, что в ряде случаев может иметь прикладное применение.

Кроме того, дальнейшая обработка полученной информации в программе ZEBRA – Imager позволяет синтезировать теневую картину исследуемого объектива, полезную в практике работы операторов контроля, исследователей и юстировщиков.

Основная формула [2] для геометрической модели метода Ронки:

$$\frac{\partial w \cos \varphi}{\partial x} - \frac{\partial W \sin \varphi}{\partial y} = -\frac{md}{r},$$

где φ – угол между линиями решетки и осью y . При $\varphi = 0$, т.е. когда линии параллельны оси y , интерферограмма по этой оси описывается формулой:

$$\frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{md}{r}.$$

Ронкиграмма в этом случае отображает только первую производную волнового фронта по направлению x , поэтому при ее обработке получим $f_1(x, y) = \partial w / \partial x$. Аналогично при обработке интерферограммы, полученной, когда линии решетки параллельны оси x ($\varphi = 90^\circ$), получим $f_2(x, y) = \partial w / \partial y$.

Таким образом, при обработке интерферограммы по двум направлениям необходимо использовать дифференциальные уравнения:

$$\begin{cases} \frac{\partial w(x, y)}{\partial x} = f_1(x, y); \\ \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = f_2(x, y). \end{cases}$$

Итак, для полного восстановления карты деформаций волнового фронта необходима регистрация и обработка двух интерферограмм Ронки при последовательной установке решетки в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Однако для случая интерферограммы осесимметричной деформации волнового фронта (типа сферической aberrации) обработка в пакете ZEBRA позволяет отобразить карту поперечных aberrаций в зрачке системы, что в ряде случаев может найти прикладное применение.

В данном исследовании был проведен эксперимент по расшифровке и обработке Ронки-интерферограммы при помощи программного пакета ZEBRA–Mathoptics. Кроме того, дальнейшая обработка полученной информации в программе ZEBRA–Imager позволяет синтезировать теневую картину исследуемого объектива, полезную в практике работы операторов контроля, исследователей и юстировщиков.

Дополнительная возможность совершенствования процесса Ронки-интерферометрии при ее компьютеризации исследована в процессе обработки структуры интерферограммы в пакете Adobe Photoshop с последующей оценкой повышения уровня автоматической распознаваемости координат точек полос и качества аппроксимации карты aberrаций исследуемой системы программой ZEBRA–Mathoptics (рис.6).

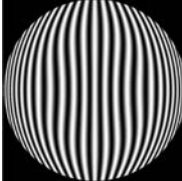
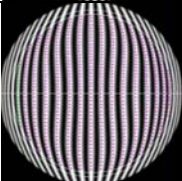
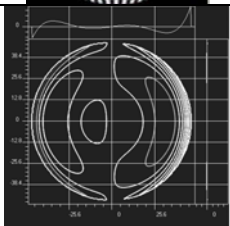
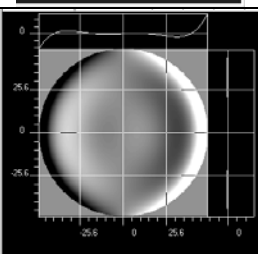
	Интерферограммы осесимметричной деформации волнового фронта
	Стопроцентная опознаваемость координат полос при обработке высококачественной интерферограммы
	Карта поперечных aberrаций в зрачке системы
	Программа ZEBRA – Imager позволяет синтезировать теневую картину исследуемого объектива, полезную в практике работы операторов контроля, исследователей и юстировщиков

Таблица 2

Выводы

1. Рассмотрены особенности контроля объектива микроскопа на интерферометре бокового сдвига на базе схемы Ронки.

2. Использованы уникальные возможности интерферометра сдвига с дифракционной решеткой в части нечувствительности к вибрациям.
3. Использована способность интерферометра работать в условиях применения источника белого света и выделения требуемых спектральных зон для контроля хроматизма исследуемой системы. Приведена методика исследования хроматизма объектива микроскопа.
4. Показана возможность автоматизации обработки Ронки-интерферограммы в производственном пакете программ ZEBRA–Mathoptics, созданном для обработки интерферограмм классического типа (для приборов типа Физо или Тваймана). Для случая осесимметричной деформации волнового фронта (типа сферической аберрации) обработка Ронки-интерферограммы в пакете ZEBRA позволяет отобразить карту поперечных аберраций в зрачке системы.
5. Компьютеризация метода и аппаратуры создала возможность совершенствования метода Ронки-интерферометрии путем обработки структуры интерферограммы в пакете Adobe Photoshop с последующим повышением уровня автоматической распознаваемости координат точек полос и качества аппроксимации карты аберраций исследуемой системы программой ZEBRA–Mathoptics. Приемником изображения в данной работе служила цифровая камера OLYMPUS Camedia C-370 Zoom (разрешение матрицы 3,2 MPix, оптическое зуммирование $3\times$, что упрощает задачу обеспечения оптимального масштаба регистрации интерферограммы).

Литература

1. Ронки В. Испытание оптических систем. – М.–Л.: Государственное технико-теоретическое издательство, 1933.
2. Малакара Д.. Оптический производственный контроль. – М.: Машиностроение, 1985.
3. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. – Л. Машиностроение, 1984.
4. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Часть 5. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006.

ВОЗМОЖНОСТИ СОВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АБЕРРАЦИЙ ГЛАЗА

Д.Н. Черкасова, О.С Юрьева

Показаны практические возможности применения методов исследования волновой аберрации, компьютерного моделирования и схематизации работы оптических систем при исследовании волновой аберрации глаза, создании его компьютерных моделей и оптического расчета фундус-камер, офтальмологических линз и зеркально-линзовых систем.

В офтальмологии приходится постоянно иметь дело с такой весьма сложной и невоспроизводимой оптической биологической системой, как зрительный анализатор человека, и его основой – глазом.

Глаз состоит из динамической системы нецентрированных асферических поверхностей, разделяющих оптические среды с изменяющимися скачком коэффициентами преломления. Эти поверхности объединены в роговицу и хрусталик, между которыми находится водянистая влага передней и задней камер. Иммерсию образует стекловидное тело. Роль апертурной диафрагмы выполняет зрачок глаза. Обладая внутренней фокусировкой, глаз работает как с начала бесконечности, так и в ближней области.

Следующие оптические характеристики отражают факт биологической изменчивости глаза. Рабочий спектральный интервал составляет 380–740 нм; рефракция – 52–62 дптр; $f=1,34 \cdot f$; диаметр зрачка (АД) – от 0.9 до 6 мм; увеличение в зрачках – примерно 0.9; угловое поле в пространстве предметов, изображений – 150° , 180° . Приемником лучистой энергии служит сетчатка, образуемая четырьмя типами рецепторов (элементарный приемник), которые размещаются на ее поверхности позонно. Желтое пятно осуществляет функцию центрального форменного зрения, а действие периферических зон носит сигнальный характер.

Глаз обладает всеми аберрациями высшего порядка, но в норме работает на дифракционном пределе разрешающей способности. Недостатком данной оптической системы является возникновение некомпенсируемых аберраций низшего порядка – расфокусировка (аметропия) и правильный астигматизм с прямыми или косыми осями.

Только эметропический глаз, у которого аберрации низшего порядка пренебрежимо малы, является соразмерной оптической системой, и у него с изменением какого-либо оптического параметра остальные корректно найти через коэффициент пересчета.

Применение оптических технологий в целях оптической коррекции зрения привело к тому, что в настоящее время разработаны математическая модель соразмерного глаза («схематический глаз» по Гульстранду), а также следующие имитационные модели «эметропический эквивалент глаза»: «очковое стекло–глаз», «контактная линза–глаз» и «интраокулярная линза–глаз». Имитационное моделирование основывается на исследовании аберраций низшего порядка оптической системы зрительного анализатора по таким общепринятым технологиям, как субъективная и объективная (приборная) рефрактометрия, офтальмометрия, офтальмоскопия, биомикроскопия, биомикроофтальмоскопия [1].

Характерными особенностями современного возврата к решению обсуждаемой проблемы являются исследование волновой аберрации на зрачке глаза по методу Шака–Гартмана и использование компьютерного анализа на основе полиномов Цернике при математическом моделировании оптической системы глаза индивидуума, а также разработка компьютерных моделей соразмерного глаза; оптический расчет офтальмологических приборов [1–3].

Волновую аберрацию оптической системы глаза, включая дефокусировку и правильный астигматизм, исследуют в плоскости его зрачка с помощью абберрометров. Современный абберрометр представляет собой анализатор аберрации вторичного волново-

го фронта, исходящего из глаза в результате диффузного отражения глазным дном части первичного волнового фронта. Принцип действия аберрометра основан, как правило, на методе Шака–Гартманна, который пришел в офтальмологию из спектороскопии и астрономии. Благодаря вводу приемной системы «матрица микролинза–ПЗС–матрица» стало возможным исследовать волновую aberrацию динамической оптической системы, каковой и является глаз. В современном аберрометре в качестве первичного (опорного) плоского волнового фронта применяют излучение лазера, результаты исследования регистрируют цифровой камерой и обрабатывают в компьютере, используя полиномы Цернике. Как результат получают объективную картину волновой aberrации на зрачке глаза индивидуума. Известны две модификации аберрометров – на базе авто-рефкератометра (WACHA, Германия) и на базе отечественной фундус-камеры КФГ-2-01 [4] (МГУ, Россия).

Компьютерное моделирование оптической системы глаза применяют и в тех случаях, когда допустимо учитывать устройство, дифракционную разрешающую способность и влияние aberrаций оптической системы некоторого соразмерного глаза (подбор контактных линз, имплантация интраокулярных линз, разработка фундус-камер, офтальмологических бесконтактных и контактных офтальмологических линз или зеркально-линзовых систем).

Программный комплекс для расчета оптических систем «OPAL» позволил исследовать волновые aberrации наиболее распространенных моделей «Схематический глаз» (состояние покоя и наибольшего напряжения аккомодации): по Гульстранду, по Вербицкому и по Р.М. Тамаровой [2]. Абберрационный анализ показал, что эти модели корректны при использовании углового поля до 20° .

Расчетный прием оптимизации модели «Схематический глаз» по Гульстранду впервые применен американским ученым *O. Pomeranzeff* (1960), которому удалось создать компьютерную модель «Схематический глаз» с угловым полем 180° в пространстве изображений. За критерии адекватности автором выбраны кривая сферической aberrации и измеренная форма передней поверхности роговицы. Однако эта модель была практически неприменима. Сам же прием оптимизации модели «Схематический глаз» представляется весьма перспективным, так как позволяет создать целую гамму компьютерных моделей для определенных задач оптического расчета. В частности, такая методика позволила создать компьютерную оптимизированную модель «Асферический схематический глаз» по Гульстранду [2]. Целью оптимизации явился оптический расчет на базе программного комплекса «OPAL» компьютерной модели, пригодной для композиции офтальмоскопических систем типа «бесконтактная визуальная фундус-камера» с угловым полем до 60° . Оптимизация оптической системы выполнена путем нанесения на сферические поверхности базовой модели по Гульстранду асферических поверхностей высших порядков. Для разрешающей способности такой компьютерной модели установлены следующие пределы: центр поля – 70 мм^{-1} , край поля – не менее 25 мм^{-1} . Из стандарта ISO 10940:1998 известно, что именно такие минимальные требования предъявляются к разрешающей способности визуальных фундус-камер с угловым полем свыше 30° , например, прибор КФГ-2-01. На рис. 1 приводятся сравнительные кривые волновых aberrаций моделей «Схематический глаз» по Гульстранду и компьютерной асферической модели с угловым полем до 60° . Последняя использована при абберрационном анализе оптических систем визуальной фундус-камеры КФГ-2-01 и составных оптических систем «стереоскопический микроскоп–офтальмологическая линза или контактная зеркально-линзовая система Гольдмана», «соразмерный искусственный глаз».

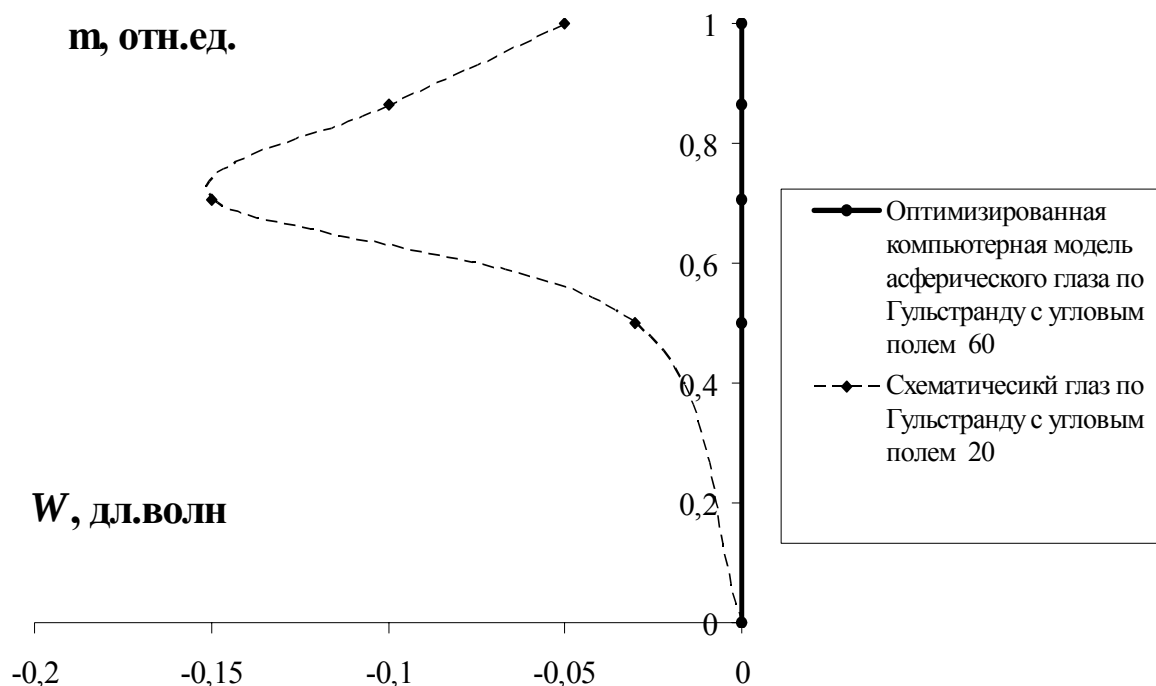


Рис. 1. Сравнительные кривые волновых aberrаций моделей «Схематический глаз» по Гульстранду и компьютерной модели «Асферический схематический глаз» с угловым полем до 60°

Вопрос о степени приближения реальной системы глаза к используемым математическим моделям возникает постоянно при оптических расчетах различных приборов. Известен, например, следующий прием: когда выбирается композиция оптической системы наблюдательного прибора, глаз оператора считается эметропическим, обладающим дифракционной разрешающей способностью, а расположение зрачка глаза оператора и выходного зрачка прибора задаются. Этот прием использован нами и при моделировании оптической системы глаза пациента в том случае, когда она участвует в формировании оптического изображения. Он позволяет абстрагироваться от оптической системы как глаза пациента, так и глаза врача, что существенно оптимизирует этапы габаритного расчета и абберационного анализа.

Покажем применение такого приема на примере разработанной нами методики расчета составных оптических систем «офтальмологическая линза–стереоскопический микроскоп со щелевой лампой по стандарту ISO 0939:1998» (рис. 2). Используя такие составные системы, наблюдают глазное дно пациента поэтапно, вплоть до зубчатой линии, а также угол передней камеры глаза (методы биомикроофтальмоскопии и гониоскопии,[1]). Если принять вышеназванные допущения, оптические системы «положительная офтальмологическая линза–стереоскопический микроскоп» (рис. 2) правомерно рассматривать как телескопические системы по Кеплеру с вынесенным входным зрачком, совпадающим со зрачком глаза пациента. Оптическая система «отрицательная офтальмологическая линза–стереоскопический микроскоп» (рис. 2) может быть классифицирована как телескопическая система по Галилею, а оптическая система «отрицательная контактная линза–стереоскопический микроскоп» – как телескопическая система по Галилею с иммерсией в пространстве предметов.

Абберационный анализ включает в себя два этапа: оптимизация оптических параметров каждой из офтальмологических линз через асферизацию ее преломляющих поверхностей и поверочный расчет соответствующей составной оптической системы (см. рис. 2). В этих расчетах использована оптическая схема стереоскопического микроскопа прибора ЩЛ-ЗГ (ПО «ЗОМЗ»), отвечающего требованиям стандарта ISO

0939:1998. В табл. 1 приводятся технические параметры офтальмологических линз, полученные в результате оптического расчета, которые согласуются с рекламными данными как отечественных, так и зарубежных фирм, специализирующихся на выпуске подобных приборов.

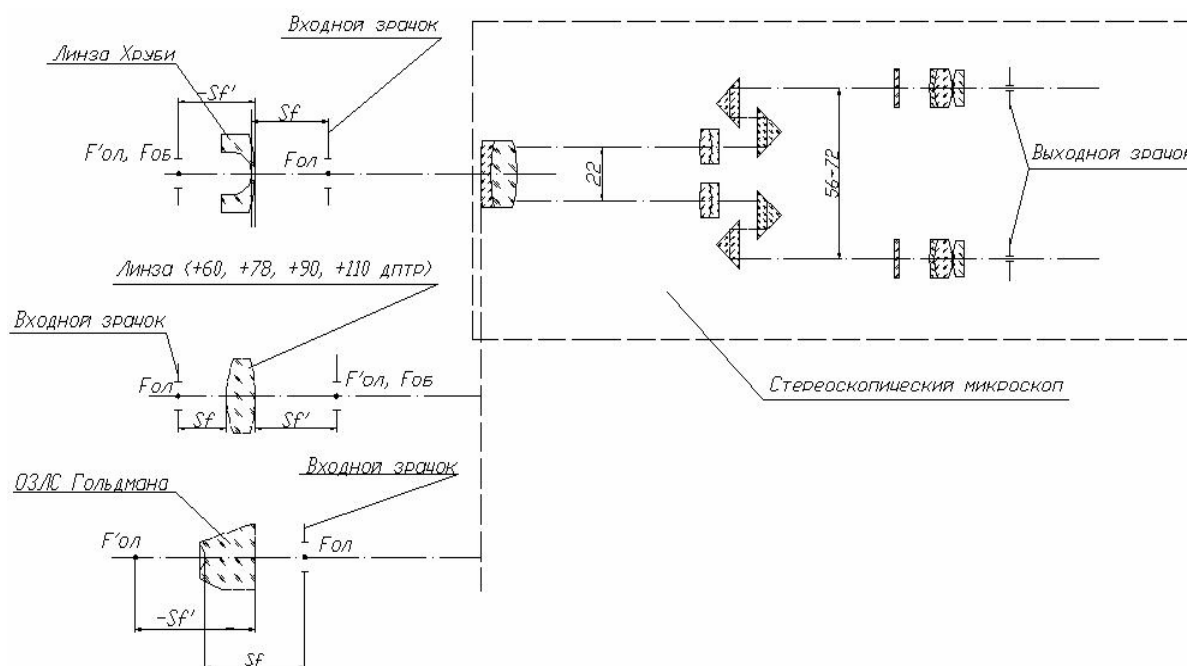


Рис. 2. Составные оптические системы» офтальмологическая линза - стереоскопический микроскоп»

Рефракция (Олис)/ расч, дптр	$2w^\circ$ (Олис)/ $2w^\circ$ (расч)	Γ (Олис)/ Γ (расч)	W (Олис)/ W (расч) ($\lambda=0.546$),дл. волн
+60 / +59	$60^\circ/73^\circ$	$1^x / 1^x$	/ -2,5986
+78 / +78	$70^\circ/84^\circ$	$0,8^x / 0,93^x$	/ -1,5264
+90 / +90	$80^\circ/96^\circ$	$0,7^x / 0,7^x$	/ -1,3901
- / +110	$-/106^\circ$	$- / 1^x$	/ -1,0756

Таблица 1. Технические параметры офтальмологических линз

Заключение

1. Современные оптические технологии, такие как анализ волновой aberrации в плоскости зрачка оптической системы на основе метода Шака-Гартмана, применение компьютерного расчета с использованием полиномов Цернике на этапах композиции оптической системы и оптимизации ее технических параметров через асферизацию преломляющих поверхностей, существенно расширили возможности математического моделирования оптической системы глаза индивидуума.

2. Компьютерное моделирование оптической системы глаза позволяет исследовать возможности той или иной методики в офтальмологии путем построения математических моделей результатов ее применения, что кажется особенно важным в области рефракционной хирургии.

3. При исследовании оптических систем, функционирующих совместно с глазом человека, целесообразно пользоваться также и средними статистическими данными о волновой aberrации глаза как оптической системы. Необходимую статистическую ин-

формацию, как это было сделано в свое время применительно к оптическим параметрам соразмерного глаза, обнаружить не удалось.

Литература

1. Черкасова Д. Н. Офтальмологическая оптика. Конспект лекций. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2001. – 192 с.
2. Родионов С.А. , Черкасова Д.Н., Салми А.Х. Компьютерное моделирование оптической системы глаза в офтальмологии. / Боевые повреждения органа зрения. Материалы научной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения Бориса Львовича Поляка. СПб, 1999. С. 73–74.
3. Черкасова Д. Н. Оптическая система глаза как объект имитационного моделирования. // Окулист. 2005. Т. 20.
4. Беленкович В.Ф., Веснин В.Н., Овчинников Б.В., Левинтова Т.Я., Товбин Б.С., Черкасова Д.Н. Фундус-камера. Патент РФ №2065220, зарегистрирован 27.08.98.

СИНТЕЗ СВЕТОСИЛЬНОГО ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОГО ОБЪЕКТИВА С ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Л.Н. Андреев, И.О. Голодкова

Рассмотрена принципиальная оптическая схема объектива, включающего два concentрично расположенных сферических зеркала и компенсатор кривизны в виде апланатического мениска с увеличением $1^\times$. Предложена методика расчета на основе теории аберраций 3-го порядка. Для иллюстрации приведен числовой пример расчета светосильного зеркально-линзового объектива с плоским полем.

Расчет объектива начинается с выбора и обоснования принципиальной оптической схемы (рис.1).

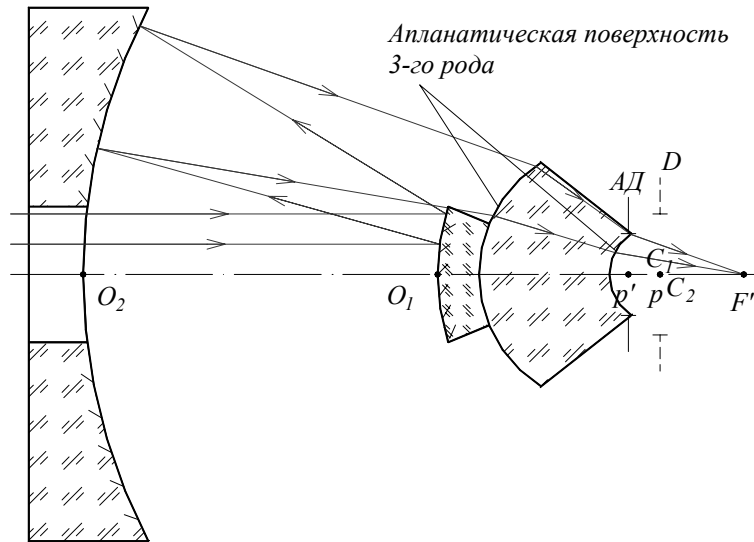


Рис.1. Принципиальная оптическая схема зеркально-линзового объектива.

Вначале выполняется расчет зеркальной части. Конструктивные элементы могут быть вычислены по формулам (1-7) [1]:

$$r_1 = 2(1 - k)f'; \quad (1)$$

$$r_2 = \frac{2(1 - k)}{k}f'; \quad (2)$$

$$d = -\frac{2(1 - k)^2}{k}f'; \quad (3)$$

$$s'_2 = \frac{(2 - k)}{k}f'; \quad (4)$$

$$T = \frac{f'}{s'_2} = \frac{k}{2 - k}; \quad (5)$$

$$\theta_\phi = \frac{1}{3 - 2k}; \quad (6)$$

$$k = \frac{r_1}{r_2}; \quad (7)$$

где f' – фокусное расстояние объектива; s'_2 – задний отрезок; r_1 и r_2 – радиусы первого и второго зеркал, соответственно; d – воздушное расстояние между зеркалами; T – телувеличение; θ_ϕ – центральное виньетирование по диаметру.

Далее выполняется предварительный аберрационный расчет. Из рассмотрения выражений коэффициентов аберраций 3-го порядка ($\bar{S}_I, \bar{S}_{II}, \bar{S}_{III}, \bar{S}_{IV}, \bar{S}_V$) в переменных Ланге [2],

следует, что для двухзеркальной концентричной системы с входным зрачком в центре кривизны

$$\bar{S}_{II} = \bar{S}_{III} = \bar{S}_V = 0, \quad \bar{S}_{IV} = 1, \quad \bar{S}_I = \frac{(2-k)^2 k - 1}{4(1-k)^3}.$$

В [1] показано, что величина сферической aberrации 3-го порядка равна нулю ($\bar{S}_I = 0$) при $k = 0.382$.

По формулам (1)–(6) определяются конструктивные параметры при $k = 0.382$ и выясняется действительное состояние коррекции сферической aberrации. Затем, в случае наличия сферической aberrации высшего порядка, путем изменения коэффициента k добиваются ее оптимизации, при этом не нарушается коррекция комы, астигматизма, дисторсии и кривизны поверхности.

С целью коррекции кривизны поверхности изображения в оптическую схему зеркального объектива вводим мениск, у которого обе поверхности – апланатические 3-го рода. Такой мениск не вносит сферической aberrации, комы и астигматизма 3-го порядка. За счет введения толщины мениска можно влиять на величину $\bar{S}_{IV}$. Линейное увеличение такого мениска равно $1^\times$.

Конструктивные параметры апланатического компенсатора кривизны определяются по формулам (8)–(10) [3]:

$$r_1 = \frac{s_1}{1+n}; \quad (8)$$

$$r_2 = \frac{n}{n+1} \left(\frac{s_1}{n} - d \right); \quad (9)$$

$$d = \frac{s_1}{n} + \left[n \left(\bar{S}_{IV} \frac{n}{n^2 - 1} - \frac{1}{s_1} \right) \right]^{-1}; \quad (10)$$

где r_1 и r_2 – радиусы кривизны сферических поверхностей мениска, d – толщина мениска; $\bar{S}_{IV}$ – сумма Петцваля мениска; s_1 – расстояние от вершины первой поверхности мениска до фокуса зеркальной части объектива.

Для коррекции кривизны поверхности всего объектива $\bar{S}_{IV}$ мениска должна быть равна по величине и противоположна по знаку сумме Петцваля зеркальной части, т.е.

$$S_{IVM} = -\frac{1}{f'}; \quad (11)$$

где f' – фокусное расстояние объектива; S_{IVM} – сумма Петцваля мениска.

После вычисления S_{IVM} по формуле (11), переходят к определению конструктивных параметров апланатического мениска.

Величина s_1 в формулах (8)–(10) определяется по формуле (12):

$$s_1 = s'_2 - d_1 - \delta; \quad (12)$$

где δ – расстояние между вершинами первого зеркала и первой поверхности мениска, которое выбирается из конструктивных соображений.

Таким образом, определив S_{IVM} по (11), s_1 по (12), выбрав марку стекла n , находим конструктивные параметры мениска по формулам (8)–(10).

Следует заметить, что путем введения «хроматической» поверхности склейки в мениске можно добиться ахроматизации объектива [4, с. 51–54].

В качестве иллюстрации приводим результаты расчета объектива со следующими характеристиками:

$$f' = 50 \text{ мм}, \quad \frac{D}{f'} = 1:1.5, \quad 2\omega_1 = 4^\circ, \quad \theta_\phi = 0.45.$$

В табл. 1–3 приведены конструктивные параметры и остаточные aberrации объектива. Здесь: m – относительная координата на входном зрачке; $\Delta s'$ и $\Delta y'$ – продольная и поперечная сферическая aberrация, соответственно; η – отступление от изопланазии; N/λ – волновая aberrация в долях волны $\lambda = 0.546$ мкм; ω_1 – полевой угол; y' – величина изображения; S_p и $S_{p'}$ – положения входного и выходного зрачка, соответственно; z'_s и z'_m – положения фокусов бесконечно тонких пучков лучей в сагиттальной и меридиональной плоскостях, соответственно; $\Delta y'/y'$ – дисторсия.

Радиусы поверхностей	Осевые расстояния	Материал	Показат. прелом. n_e
		воздух	1.0
$r_1 = 61.45$	$d_1 = -97.953$	-воздух	-1.0
$r_2 = 159.403$	$d_2 = 109.403$	воздух	1.0
$r_3 = 36.417$	$d_3 = 36$	СТК9	1.74605
$r_4 = 13.526$		воздух	1.0

Таблица 1. Конструктивные параметры оптической системы

m	$\Delta s'$, мм	$\Delta y'$, мм	W , дл.в.	η %
1	0.002	0.001	0.06	0.00
0.895	-0.001	-0.000	0.00	0.00
0.776	-0.003	-0.001	-0.00	0.00
0.635	-0.003	-0.001	0.01	0.00
0.453	-0.002	-0.000	0.02	0.00

*)Примечание: волновые aberrации вычислены в плоскости наилучшей установки

Таблица 2. Aberrации точки на оси

ω , гр.мера	y' , мм	S_p , мм	$S_{p'}$, мм	z'_m , мм	z'_s , мм	$z'_m - z'_s$, мм	Дисторсия	
							$y'_{\text{эл}} - y'_0$	Δ %
-2°	1.747	61.45	5.26	-0.0002	-0.0002	0.0	0.0011	0.06
-1°24'51"	1.235	61.45	5.26	-0.0001	-0.0001	0.0	0.0004	0.03
0.0	0.0	61.45	5.26	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Таблица 3. Aberrации главных лучей пучков

Из анализа остаточных aberrаций (табл. 2, 3) следует, что для точки на оси размах волновой aberrации не превышает критерий Релея и составляет величину 0.06λ . Число Штреля St в центре изображения имеет значение 0.98. Волновые aberrации широкого пучка лучей не превышают 0.5λ . Таким образом, рассчитанный зеркально-линзовый объектив имеет практически дифракционное качество изображения.

Литература

1. Андреев Л.Н., Милорадов А.В. Двухзеркальные светосильные реверсивные телеобъективы // Изв.вузов. Приборостроение. 2006. № 5.
2. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1989. – 379с.
3. Андреев Л.Н., Голодкова И.О. Зеркально-линзовый светосильный объектив с плоским полем // Изв.вузов. Приборостроение. 2006. .№3.
4. Андреев Л.Н. Прикладная теория аберраций. Учебное пособие. – СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. – 98 с.

СПЕКТРОДЕЛИТЕЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПРИБОРОВ, РАБОТАЮЩИХ ОДНОВРЕМЕННО В ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ ИК СПЕКТРА

А.П. Грамматин, К.Т. Чан

Рассмотрена оптическая система, предназначенная для разделения лучей по участкам ИК спектра в приборах, которые работают одновременно в двух различных областях спектра с двумя отдельными приемниками. Подробно разработана оптическая система спектроделителя, расположенная в сходящемся пучке лучей в пространстве изображения объектива, которая состоит из наклонной плоскопараллельной пластины и компенсатора аберраций, вносимых ею.

Введение

Были созданы оптические приборы, которые работают одновременно в двух различных областях спектра. В этих приборах с целью разделения лучей по участкам спектра были использованы спектроделители в виде либо куб-призм, либо наклонной пластины, расположенной в параллельном пучке. Однако обе схемы имеют свои недостатки. В приборах с двумя ИК приемниками, работающими в двух различных спектрах, использование спектроделителей в виде куб-призм невозможно из-за отсутствия клея, прозрачного в этой области спектра и способного соединять соответствующие оптические материалы. Недостатком второй схемы является то, что эта схема приведет к недопустимым габаритам как самой пластины, так и прибора в целом из-за необходимости использования двух различных объективов. Поэтому создание новой системы спектроделителя, обеспечивающей разделение лучей по различным участкам ИК спектра и позволяющей уменьшить габариты прибора в целом, является одной из важных задач в современной оптике. В данной работе после исследования нескольких разных вариантов предлагается оптическая система спектроделителя, которая состоит из наклонной плоскопараллельной пластины, расположенной в пространстве изображения объектива прибора, и компенсатора децентрировки – комы и астигматизма – вносимых самой пластиной.

1. Принцип компенсации аберраций, вносимых наклонной плоскопараллельной пластиной

Наклонная пластина существенно вносит кому и астигматизм. Компенсация этих аберраций была выполнена использованием линзы, имеющей цилиндрическую поверхность для исправления астигматизма [4]. Цилиндрическая линза имеет разные по меридиональной и сагиттальной плоскостям радиусы кривизны поверхностей, именно поэтому, когда предмет будет расположен на конечном расстоянии, его изображения в главном сечении и в сечении, перпендикулярном главному сечению, получаются на различных расстояниях, т.е. возникает астигматизм первого порядка. Эта аберрация компенсирует астигматизм, вносимый пластиной, учинением децентрировки компенсатора для исправления комы [4]. Компенсатор содержит неподвижные поверхности и поверхности, которые перемещаются на определенную величину в направлении, перпендикулярном оптической оси. При перемещениях поверхностей будет создана децентрировка и в то же время компенсируется кома наклонной пластины за счет комы, вызванной именно этой децентрировкой.

2. Расчет компенсатора аберраций

Для расчета конструктивных параметров компенсатора требуются знать следующие величины.

- величина предмета АВ, являющегося созданным объективом изображением;

- числовая апертура в пространстве изображения объектива A' ;
- расстояние a от первой поверхности компенсатора до предмета АВ. Это расстояние примерно вычисляется по следующей формуле:

$$a = S' - Z_1 - Z_2 - \frac{d}{n} \quad (1)$$

где S' – последний отрезок объектива (см. рис. 1), Z_1 – расстояние от последней поверхности объектива до пластины, Z_2 – расстояние от пластины до первой поверхности компенсатора, d – толщина пластины.

Компенсатор был выбран так, чтобы его предмет АВ и изображение $A'B'$ вместе находились справа от компенсатора. Компенсатор имеет видимое увеличение, равное приблизительно единице, в соответствии с положением предмета, чтобы создающееся им изображение идентифицировалось с создающим объективом изображением по остальному направлению.

Компенсатор сначала был выбран как одиночная линза. Пусть видимое увеличение этой линзы равно 0.99, тогда углы первого параксиального луча с оптической осью имеют значения $\alpha_1 = 1$, α_2 и $\alpha_3 = 1.01$. Толщина d_1 линзы не может быть меньше 4 для обеспечения возможности разделения на две части. В то же время увеличение толщины приводит к росту aberrации высшего порядка. В данной работе были выбраны исходные параметры $d_1 = 5$ мм, $\alpha_2 = 0.5$.

Задав эти данные в программу автоматического проектирования оптики САРО; скорректировав сферическую aberrацию, кому и астигматизм параметрами α_2 , d_1 и смещением плоскости установки; получили, что одиночная линза стала безaberrационной линзой.

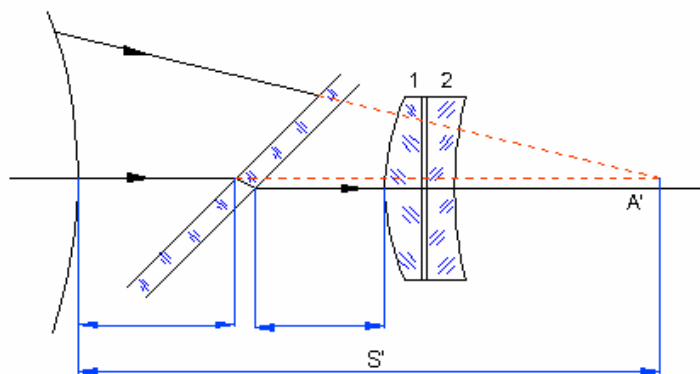


Рис 1. Схема расчета компенсатора

Потом эта линза была разделена плоскостями на две части 1 и 2 (см. рис.1). Плоская поверхность линзы 1 была преобразована в цилиндрическую для исправления астигматизма, вносимого пластиной. Вторая по ходу лучей поверхность линзы 2 была перемещена в меридиональной плоскости на определенную величину m по направлению, перпендикулярному оптической оси для создания децентрировки, компенсирующей кому пластины.

3. Некоторые примеры расчета

С помощью программы автоматического проектирования оптики САРО были разработаны некоторые варианты конструктивных параметров спектроделительной представленной системы.

3.1. Первый вариант, где пропускающий спектр пластины 3–5 мкм, пластина располагается под углом 45° к оптической оси, а объектив прибора имеет следующие характеристики:

- величина изображения $y' = 5$ мм;
- числовая апертура в пространстве изображения $A' = 0.25$;
- последний отрезок объектива $s' = 59$ мм.

Конструктивные параметры спектроделительной системы выведены в табл. 1.

№ пов	Радиус кривизны (мм)	Толщина (мм)	Материал	Показатель преломления для $\lambda = 4$ мкм	Световой диаметр (мм)	Перемещения по оси У относительно опт. оси (мм)
1*	0	18	Воздух	1	40.5	0
2	0	2	Германий	4.0245	57.6	0
3	0	13.043	Воздух	1	56.7	0
4	191.716	2.8	Германий	4.0245	23.3	0.251
5**	Цилиндр	0.15	Воздух	1	22.8	0
6	0	2.8	Германий	4.0245	22.6	0
7	183.431	25.30	Воздух	1	21.9	-0.53
8	0		Воздух	1	11	0.753

Примечание таблицы 1:

«*» - Фиксированная поверхность или последняя поверхность объектива,

«**» - Цилиндрическая поверхность имеет образующую, параллельную вертикали (оси У) и уравнение $x^2 - 19908.86z + z^2 = 0$.

Таблица 1: Конструктивные параметры системы первого примера

На рис. 2 показаны пятна рассеяния.

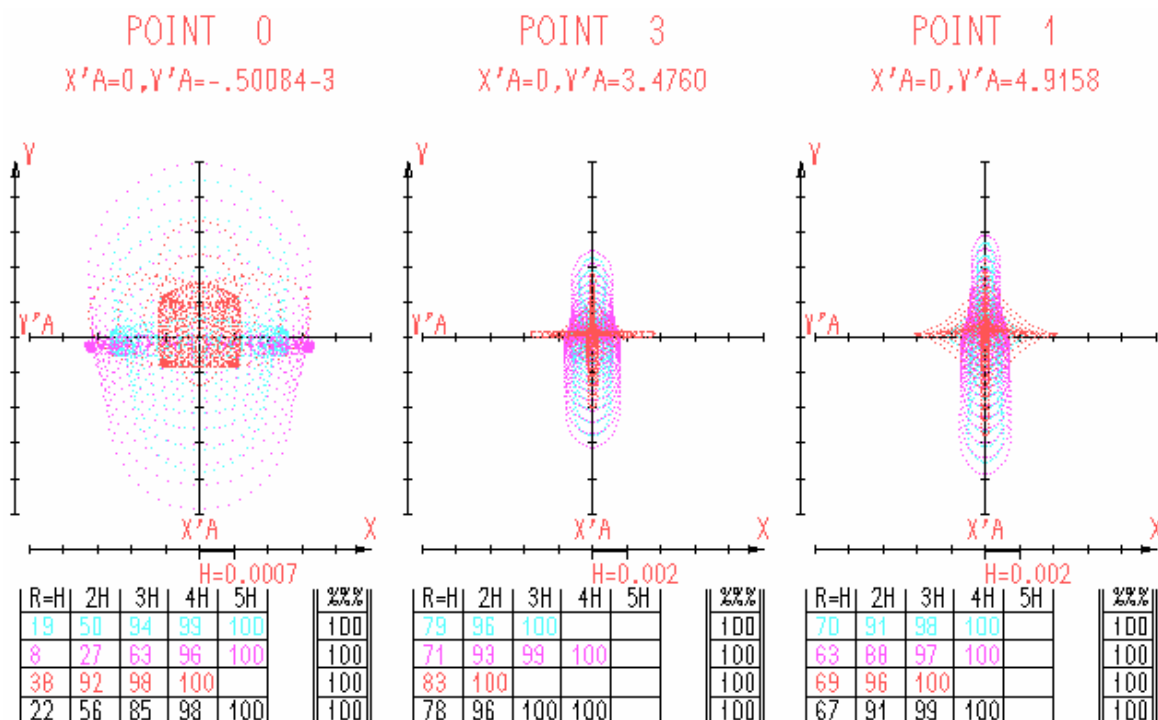


Рис. 2. Пятна рассеяния в первом примере

На рис. 3 показаны графики частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) первого варианта системы. По оси абсцисс отложена пространственная частота $N \text{ мм}^{-1}$, отнесенная к плоскости изображения объектива, а по оси ординат – коэффициенты передачи контраста T в относительных единицах, причем жирная кривая представляет ЧКХ в меридианной поверхности, а остальные кривые – в сагиттальной.

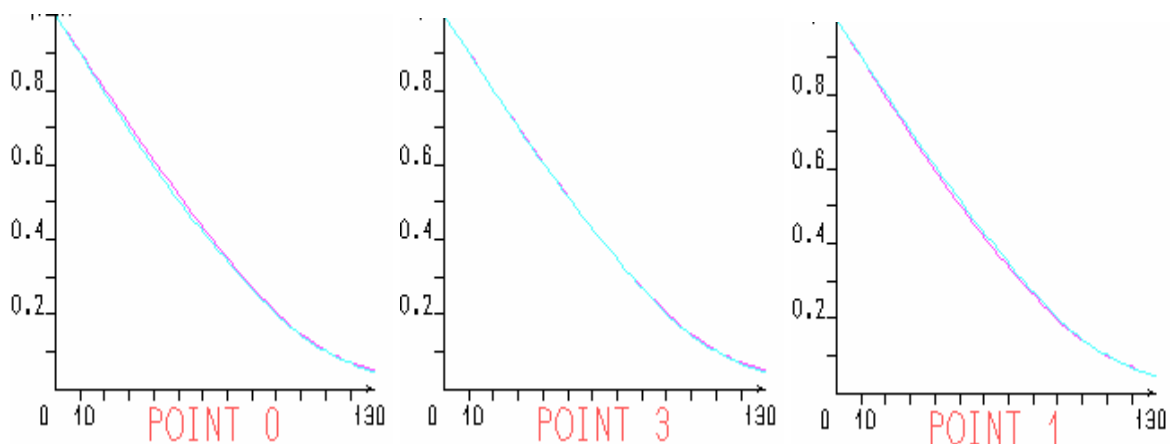


Рис.3. Частотно-контрастная характеристика первого примера

3.2. Второй вариант, где пропускающий спектр пластины 8–14 мкм, пластина располагается под углом 45° к оптической оси, а объектив имеет следующие характеристики:

- величина изображения $y' = 5 \text{ мм}$;
- числовая апертура в пространстве изображения $A' = 0.25$;
- последний отрезок объектива $s' = 50 \text{ мм}$.

Конструктивные параметры спектроделительной системы приведены в табл. 2.

№ пов	Радиус кривизны (мм)	Толщина (мм)	Материал	Показатель преломления для $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$	Световой диаметр (мм)	Перемещения по оси У относительно опт. оси (мм)
1*	0	20	Воздух	1	35.84	0
2	0	3	Германий	4.004	48.7	0
3	0	14.99	Воздух	1	47.4	0
4	210.341	2.5	Германий	4.004	17.7	0.381
5**	Цилиндр	0.15	Воздух	1	17.3	0
6	0	2.0	Германий	4.004	17.2	0
7	205.97	13.2051	Воздух	1	19.74	-1.5683
8	0		Воздух	1	10.1	1.949

Примечание таблицы 2:

«*» - Фиксированная поверхность или последняя поверхность объектива,

«**» - Цилиндрическая поверхность имеет образующую, параллельную вертикали (оси У) и следующее уравнение: $x^2 - 3572.481z + z^2 = 0$.

Таблица 2: Конструктивные параметры системы второго примера

На рис. 4 показаны пятна рассеяния.

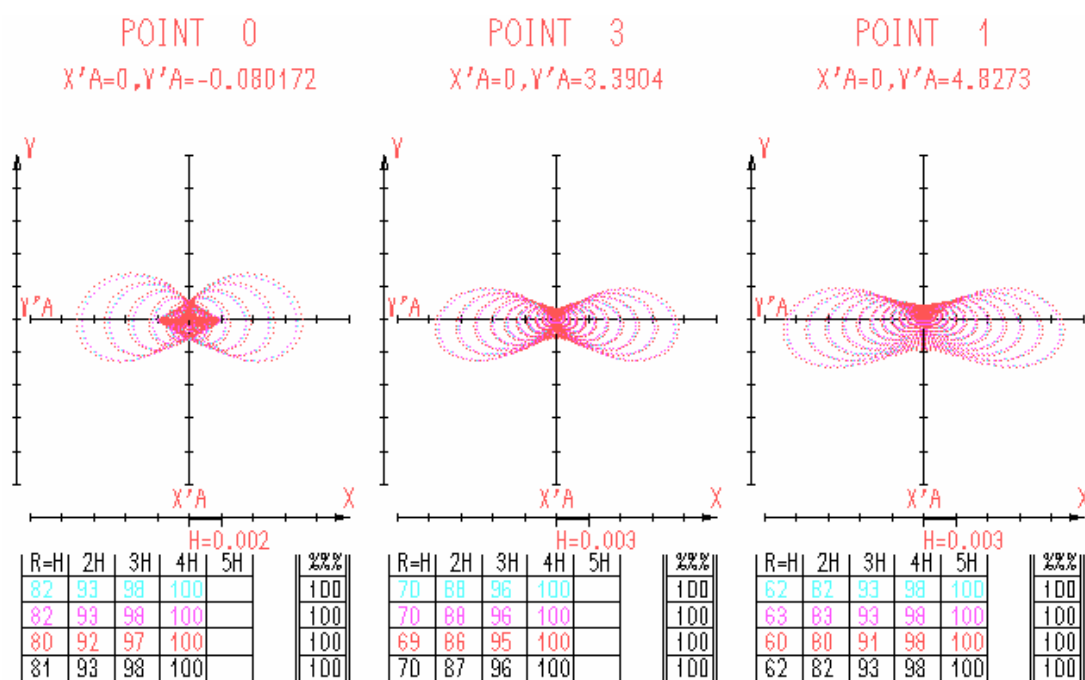


Рис 4. Пятна рассеяния во втором примере

На рис. 5 показаны графики ЧКХ второго варианта.

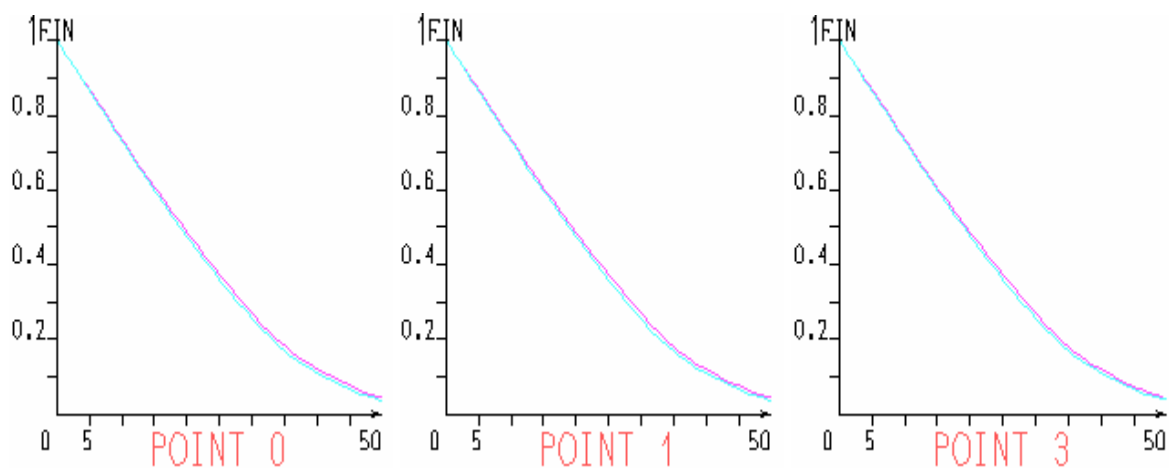


Рис. 5. Частотно- контрастная характеристика второго примера

Литература

1. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М.: Мир; 1964.
2. Грамматин А.П. Автоматизация проектирования оптических систем. Л., 1989.
3. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем; М., 1937.
4. Русинов М.М. Вычислительная оптика. Справочник. Л., 1984.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СУБМИКРОННОГО ОТВЕРСТИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

В.К. Кирилловский

Рассмотрены концепции использования функции распределения излучения, дифрагированного на малом отверстии, в качестве источника информации при моделировании структуры ближнего поля. Разработан метод исследования и отображения дальнепольного распределения интенсивности средствами его изофотометрического анализа. Разработан и реализован метод компьютерного моделирования структуры ближнего поля в зоне дифрагирующего отверстия

Введение

Из теории дифракции [1] следует, что распределения электромагнитного поля в ближней и дальней зоне дифракции взаимосвязаны, что позволяет решать обратные задачи дифракции и оптического сверхразрешения при наличии соответствующих априорных данных.

Необходимость решения обратных задач такого рода возникла в ближнепольной оптике в связи с трудностями точного исследования субволновой апертуры на оконечности БРОМ зондов, изготовленных на основе оптических волокон. Эту апертуру нельзя различить в обычный оптический микроскоп, а другие методы микроскопии высокого разрешения (электронная сканирующая микроскопия – SEM, атомно-силовая микроскопия – SFM и др.) не могут дать однозначной информации об апертуре вследствие неоптической природы процессов наблюдения. Одним из методов, обеспечивающих получение необходимой информации, является метод исследования БРОМ зондов по характеристикам распределения излучения в дальнем световом поле [1].

Форма и структура распределения излучения, дифрагированного на малом отверстии

Взаимосвязь прослеживается через распространение неоднородного скалярного потенциала f_e , определенного с учетом поляризации излучения [1]. Распределение амплитуды дальнего поля выражается наиболее строго через пространственно-частотный спектр указанного потенциала $\tilde{f}_e$, который может быть выражен также и в угловом измерении [1].

Это обстоятельство используется в дальнейшем для обоснования возможности разработки метода и аппаратуры регистрации распределения излучения от субмикронного отверстия с металлизированными краями с последующим исследованием структуры распределения интенсивности дальнепольного излучения на плоской поверхности приемника изображения (например, CCD-матрицы или фотоматериала).

Представим, что апертура зонда – это отверстие в тонком металлическом экране. В плоскости тонкого экрана с его тыльной стороны формируется рассеянное поле. Это ближнее поле, состоящее из неоднородных плоских волн, которые быстро затухают.

Энергия дальнего поля распространяется в дальнюю зону дифракции и регистрируется приемником. На практике доминирующей становится волна, распространяющаяся нормально от экрана. Моделируемое угловое распределение интенсивности имеет максимум в центре при гауссовом законе распределения, не достигающем нулевого значения в пределах телесного угла $\pm 90^\circ$.

На рис.1–2 показаны модельные дальнепольное и ближнепольное распределения интенсивности света при дифракции на апертуре диаметром 140 нм с учетом того, что экран имеет конечную проводимость.

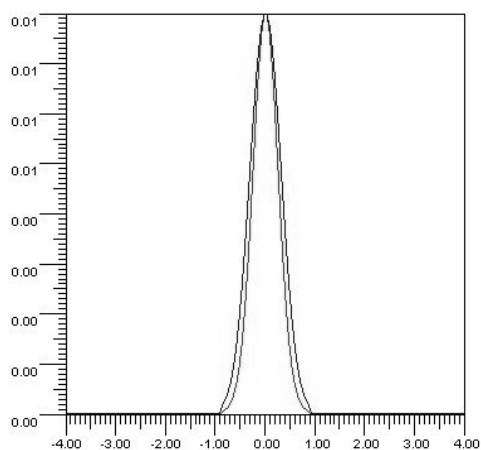


Рис. 1. Дальнепольное распределение интенсивности света, дифрагированного на отверстии диаметром 140 нм

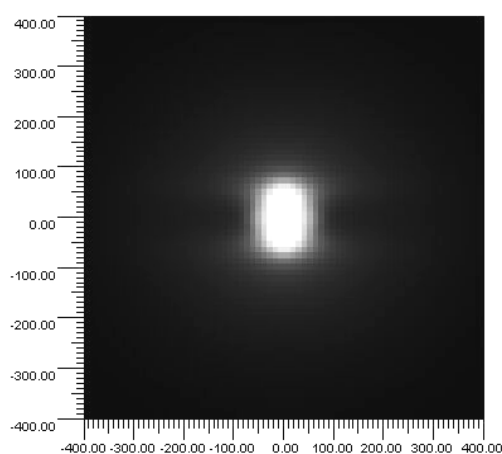


Рис. 2. Распределение интенсивности в ближнем поле - полутоновая картина

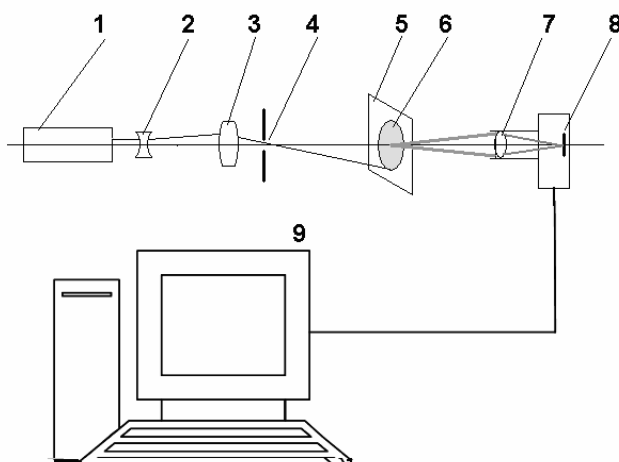


Рис. 3. Регистрация распределения излучения от субмикронного отверстия с металлизированными краями с последующим компьютерным исследованием структуры распределения интенсивности дальнепольного излучения на поверхности приемника изображения: 1 – лазер, 2 - 3 – объектив для фокусировки излучения на дифрагирующем отверстии, 4 – субмикронное отверстие с металлизированными краями, 5 – матовый экран проходящего света; 6 – первичное распределение интенсивности дальнепольного излучения; 7 – объектив цифровой камеры, 8 – CCD-матрица камеры, 9 – компьютер

Нами разработана установка (рис. 3, 4) для физического моделирования излучения от субмикронного отверстия. При помощи созданной установки выполнено экспериментальное исследование – регистрация распределения излучения от субмикронного отверстия с металлизированными краями с последующим исследованием структуры распределения интенсивности дальнепольного излучения на плоской поверхности приемника изображения.

На рис. 8 показан результат регистрации – дальнепольное распределение интенсивности на поверхности приемника изображения.

Определение функции распределения интенсивности в пятне дальнепольного распределения выполнялось методом изофотометрии с формированием карты распределения в форме изофотограммы.

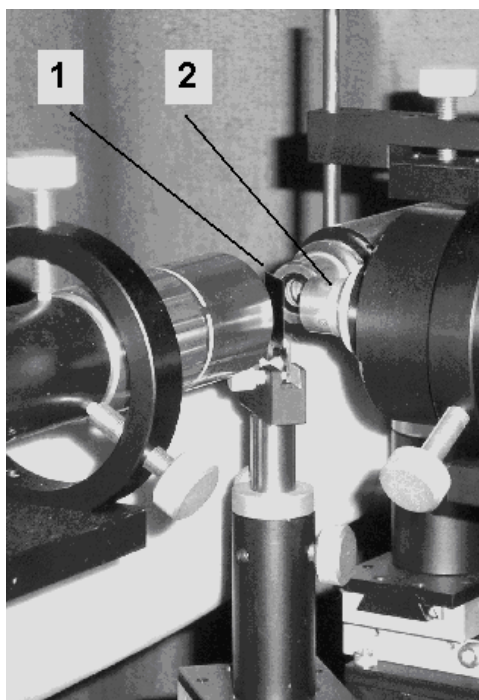


Рис. 4. Установка регистрации распределения излучения от субмикронного отверстия с металлизированными краями: 1 – пластина с субмикронным отверстием
2 – фокусирующая лазерная система

Анализ дальнепольного распределения интенсивности

Традиционные методы экспериментального исследования и измерения ФРТ и ФРЛ реальных оптических систем обобщенно можно распределить на две группы [2]:

- 1) методы фотографической фотометрии;
- 2) методы фотоэлектрического сканирования.

График световой характеристики для фотографического приемника изображения называется характеристической кривой фотоматериала (рис. 5). Ее рабочая часть – прямолинейный наклонный участок – характеризуется зависимостью:

$$D_p = \gamma \lg(Et),$$

где γ – коэффициент контрастности; D_p – оптическая плотность почернения в фотографическом изображении, $\gamma = \operatorname{tg} \alpha$, α – угол наклона прямолинейного участка характеристической кривой к оси абсцисс. На практике обычно $t(y', z') = \operatorname{const}$, т.е. время экспозиции всех участков изображения одинаково. В этом случае характеристическая кривая отражает зависимость $D_p = f(\lg E)$.

Рассмотрение процессов формирования оптических измерительных изображений приводит к необходимости использования понятия развитой *характеристики* или *функции пре-*

образования метода. При этом под характеристикой преобразования понимается функция одной или нескольких переменных, связывающая параметры структуры распределения излучения, построенного системой или деталью в схеме контроля, со структурой формируемого оптического измерительного изображения. Характеристическая кривая фотоматериала служит функцией преобразования при использовании фотоматериала для измерения структуры изображения.

Исходя из найденной для данного снимка характеристической кривой, по значениям плотности определяют искомые уровни освещенности, после чего график преобразуют в функцию распределения освещенности. Полученная функция будет верно отображать искомое распределение освещенности в исследуемом оптическом изображении только в пределах диапазона освещенностей, соответствующего протяженности проекции на ось $\lg E$ прямолинейного участка характеристической кривой (рис. 6).

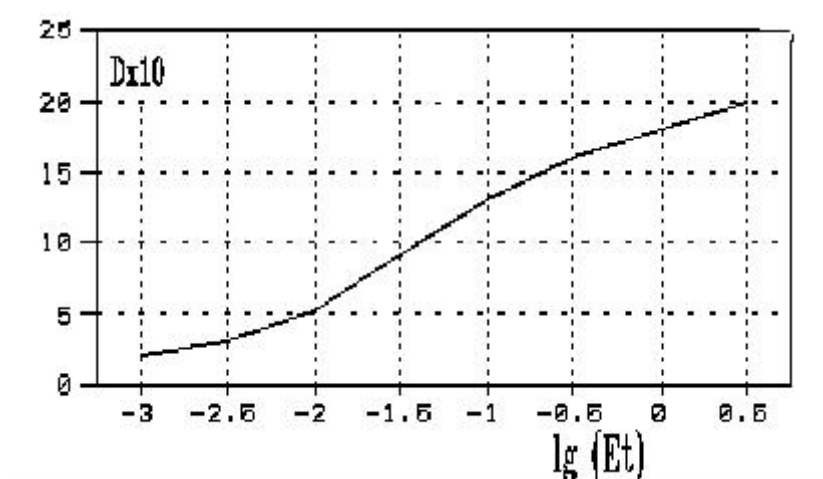


Рис. 5. Характеристическая кривая фотоматериала

Эта величина для реальных фотоматериалов соответствует перепаду регистрируемых освещенностей на величину, не превышающую 10^2 .

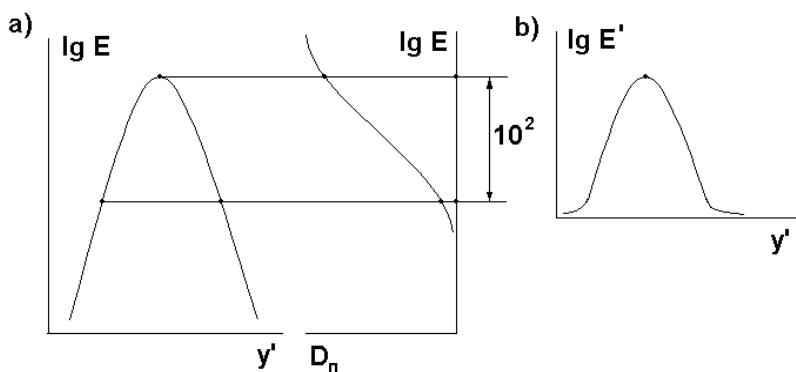


Рис. 6. Схема метода фотографической фотометрии пятна рассеяния для определения ФРТ

Функцией преобразования метода фотографической фотометрии может быть названо выражение линейной зависимости, описывающее прямолинейный участок характеристической кривой. Подобная функция преобразования характеризует и методы фотоэлектрического сканирования (различные микрофотометры и сканеры). Полученная функция будет верно отображать искомое распределение освещенности в исследуемом распределении интенсивности только в пределах диапазона освещенностей, соответствующего протяженности про-

екции на ось прямолинейного участка световой характеристики фотоэлектрического приемника излучения. Эта величина для реальных фотоприемников обычно не превышает 10^2 .

Практика исследования характеристик качества изображения (функции рассеяния точки - ФРТ) в ответственных случаях показывает, что достоверные значения пространственно-частотного спектра могут быть получены лишь в том случае, когда численные значения функции распределения известны в диапазоне перепада интенсивности не менее 10^3-10^5 .

Изофотометрия функции рассеяния точки

Для устранения указанных недостатков традиционных методов определения ФРТ в ходе наших исследований [2] разработаны методы изофотометрии для экспериментального анализа пятна засветки. Эти методы позволяют регистрировать перепады освещенности в пятне рассеяния в диапазоне более пяти порядков (10^5), строить кривые распределения освещенности в любом сочетании, а также топограмму распределения освещенности, вычислять концентрацию энергии и частотно-контрастную характеристику – ЧКХ (или функцию передачи модуляции – ФПМ). Методы были эффективно использованы при контроле 6-метрового зеркала крупнейшего в мире телескопа БТА [4] и ряда других ответственных оптических систем: оптики прецизионных микроскопов, систем для фокусировки лазерных пучков, объективов телевизионной аппаратуры и других.

Как показывают исследования, для получения системы изофот исследуемого распределения освещенности необходимо использовать функцию преобразования типа «гребенка» (COMB) (рис. 7). Эта функция выделяет систему изофот поля освещенности.

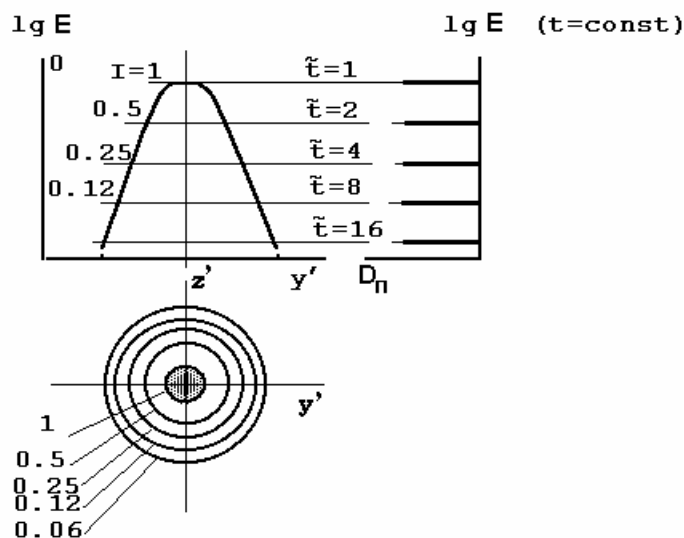


Рис. 7. Схема метода изофотометрии с переменным временем накопления

Выполняется регистрация оптического распределения в виде серии последовательных кадров при экспозициях различной длительности, расположенных, например, по степенному закону возрастания.

Равномерная шкала логарифмов экспозиции позволяет «наводиться» импульсной характеристической кривой на равномерный ряд фотометрических сечений, расположенных по логарифмическому закону изменения интенсивности. Каждой экспозиции соответствует соотношение из следующей серии:

$$E_1 = H_w / t_1 ; E_2 = H_w / t_2 ; E_3 = H_w / t_3 ; \dots E_n = H_w / t_n ,$$

где t_n – текущее время экспонирования, E_n – соответствующая регистрируемая освещенность, H_w – экспозиция, необходимая для получения некоторого рабочего значения оптичес-

ской плотности (близко к DP_{max}) . Нормируя полученный ряд освещенностей к значению максимальной освещенности в распределении, получим выражение в относительных единицах:

$$E_{rel} = 1 / t_{rel} ,$$

Время удобно задавать в целых числах, а относительную освещенность – в долях от максимального значения, принятого за единицу.

Итак, используя приемник изображения с импульсной функцией преобразования и изменяя время накопления, достигаем эффекта перемещения импульсной функции преобразования в новые положения вдоль оси $lg E$.

В данной работе метод нашел новое эффективное применение для исследования работы БРОМ – зондов (рис. 8–13).



Рис. 8. Дальнепольное распределение интенсивности на поверхности приемника изображения

Корректная работа программного комплекса требует, чтобы диаметр исходной интерферограммы (у нас – изофотограммы) составлял 100 мм. Поэтому экспериментально полученный диаметр пятна дальнепольного распределения, составлявший 10 мм, был масштабирован к величине 100 мм, и в этом масштабе выполнялась дальнейшая обработка. После расчета пространственно-частотного спектра (рис.12) диаметр ядра структуры апертуры зонда по шкале составил 0.005 мм. Итак, с учетом начального масштабирования исходной изофотограммы (10^x) поперечник апертуры зонда (здесь – дифрагирующего отверстия) d_{br} определен как

$$d_{br} = 0.0005 \text{ мм} = 500 \text{ нм}.$$

Этот результат хорошо согласуется с оценкой апертуры на оконечности БРОМ-зондов, изготовленных на основе оптических волокон [1].

Результат пиксельного сканирования изображения пятна дальнепольной засветки в программе «PixelProfile» хорошо согласуется с оценкой функции распределения интенсивности в программной системе «Зебра» (рис.11, а, б) [3], что подтверждает достоверность интерпретации результатов изофотометрии.



Рис. 9. Изофотограмма экспериментального дифрагированного пятна распределения освещенности в дальнем поле

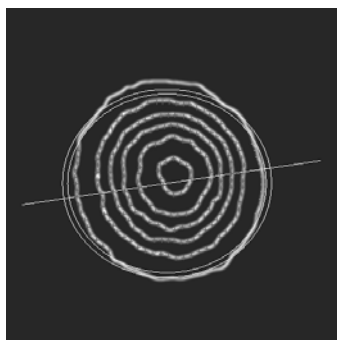


Рис. 10. Автоматическая расшифровка координат точек полос изофотограммы в программной системе “ЗЕБРА”

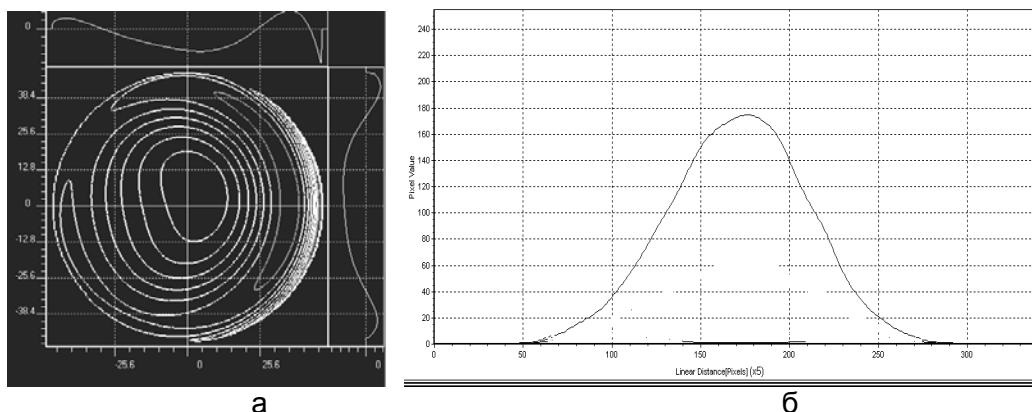


Рис. 11. Компьютерное моделирование структуры дальнепольного распределения освещенности: а) аппроксимация функции поверхности значений освещенности в программной системе “ЗЕБРА”, б) контрольная оценка формы профиля функции поверхности значений освещенности в программе “PixelProfile”

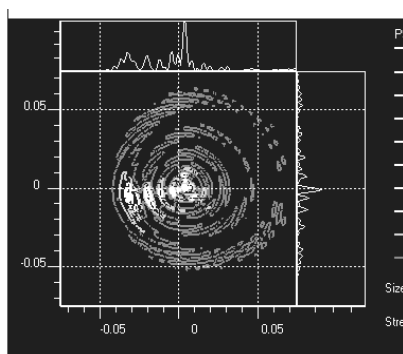


Рис. 12. Компьютерное моделирование структуры ближнего поля апертуры БРОМ-зонда (карта функции)

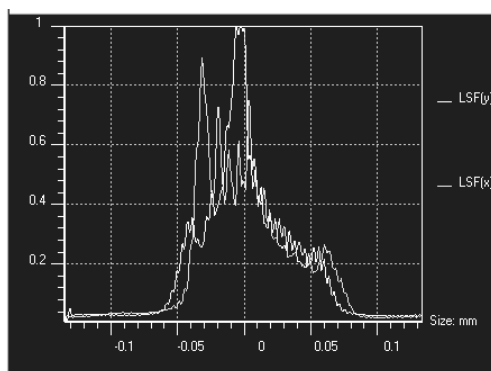


Рис. 13. Компьютерное моделирование структуры ближнего поля апертуры БРОМ-зонда (профиль функции в двух сечениях)

Выводы

1. Исследована концепция экспериментального исследования распределения излучения, дифрагированного на малом отверстии, с целью его использования в качестве исходной информации при моделировании структуры ближнего поля.

2. Разработан метод исследования и отображения дальнепольного распределения интенсивности средствами его изофотометрического анализа.

3. Разработан и реализован метод компьютерного моделирования структуры ближнего поля.

Работа выполнена в рамках деятельности Ведущей научной школы «Фундаментальные основы лазерных микротехнологий при создании интегральных элементов информационно-телекоммуникационных систем». Руководитель научной школы – профессор, д.т.н. В.П. Вейко. Поднаправление научной школы – «Интерференционные оптические измерения» Руководитель поднаправления – профессор, д.т.н. В.К.Кирилловский.

Литература

1. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Дряхлушин В.Ф. Ближнепольные оптические зонды: методы изготовления, основные характеристики и контроль аппаратуры // Оптический журнал. 1998. Т. 65.
2. Кирилловский В.К. Оптические измерения. Часть 5. Оценка качества оптического изображения и измерение его характеристик. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2005.
3. Домненко В.М., Гаврилин Д.А. ZEBRA-Mathoptics. Техническое описание. СПб: СПб ГУ ИТМО, 1995.
4. Зверев В.А., Кирилловский В.К., Сокольский М.Н. Применение метода изофотометрической фоторегистрации при исследованиях и аттестации главного зеркала БТА. // ОМП. 1976. №12.

**АТОМНО-АБСОРБЦИОННЫЙ АНАЛИЗАТОР
МИКРОКОЛИЧЕСТВ ЭЛЕМЕНТОВ****Ю.Т. Нагибин, Е.Д. Прудников**

Создан макет атомно-абсорбционного анализатора микроколичеств кадмия, свинца, меди и марганца. Разработана конструкция электротермического атомизатора, позволившая провести измерения концентраций указанных элементов с пределами обнаружения, не уступающими литературным данным.

Введение

Общее обострение экологических проблем стимулирует объем и количество исследовательских работ, направленных на создание приборов, позволяющих определять токсичные вещества на уровне предельно допустимых концентраций (ПДК) и ниже. При этом аналитическое приборостроение развивается по двум направлениям:

- первое – создание универсальной аппаратуры с предельной чувствительностью по многим компонентам (масс – спектрометры, хроматографы и т.д.);
- второе – разработка узкоспециализированных приборов, ориентированных на определение одного или немногих химических элементов одновременно.

Современная универсальная аппаратура сложна по устройству и обслуживанию, обладает высокой стоимостью, предъявляет повышенное требование к квалификации персонала. В связи с этим создание приборов, относящихся ко второму направлению, обладающих высокой чувствительностью и одновременно относительной простотой и невысокой стоимостью, является весьма актуальной задачей.

Существующие в настоящее время приборы, основанные на атомно-абсорбционном и атомно-флуоресцентном методах анализа [1-4] (Флюорат-02 (Россия), приборы фирм Tekram Inc, Nic) обладают необходимой чувствительностью для выполнения определения содержания этих элементов на уровнях ПДК. Однако стоимость этих приборов высока, так как высокие пределы обнаружения в них достигаются за счет использования зеемановской коррекции неселективного поглощения [5, 6], использования дорогостоящих монохроматоров, проведения измерений в атмосфере инертного газа, чаще всего аргона [1, 4, 7].

Описание атомно-абсорбционного анализатора

Данная работа была предпринята с целью изучения возможностей создания современного простого и экономичного атомно-абсорбционного анализатора микроколичеств кадмия, свинца, меди и марганца. В приборе используются элементы оптической схемы атомно-флуоресцентного анализатора, описанного нами в работах [8–11]. Но, в отличие от последнего, источник света в атомно-абсорбционном анализаторе разворачивается на 90° и устанавливается на одной оси с системой фокусировки излучения на регистрирующее устройство.

В качестве источника света для облучения аналитической зоны и паров пробы используются высокочастотные шариковые лампы типа ВСБ-2 на длинах волн 228,8 нм для кадмия, 217,0 нм для свинца, 324,7 нм для меди, 279,5 для марганца. Лампы помещают в индуктор высокочастотного малогабаритного генератора на полупроводнико-

вой основе. Излучение ламп фокусируется на аналитической зоне с помощью кварцевой линзы из плавленого кварца диаметром 50 мм и с фокусным расстоянием 50 мм. В оптической схеме регистрации использовался малогабаритный дифракционный монохроматор с оптической силой 1:3. Используемая оптическая схема атомно-абсорбционного анализатора позволяет реализовать малые габариты прибора в сочетании с высокой светосилой и чувствительностью измерений. В электронной схеме регистрации применяют счетные ФЭУ, метод регистрации по счету фотонов и компьютерную обработку сигнала атомной абсорбции с регистрацией как интегральной, так и пиковой величины сигнала [8–12]. Для защиты от внешних засветок, а также от рассеянного излучения шариковых ламп использовались диафрагмы, экраны, а также светозащитные кожухи.

Атомизация кадмия, цинка, свинца требует достижения высокой температуры, что реализуется с непламенными или пламенными атомизаторами [1–4]. В данной работе используется наиболее простой и экономичный метод электротермической атомизации в воздушной атмосфере, для чего был разработан электротермический атомизатор. Атомизатор представляет собой стержень из графита МПГ-8 сечением 2×2 мм и длиной 50 мм. Стержень устанавливается в контакты электропитания атомизатора. Отличием конструкции атомизатора является наличие кварцевого экрана в виде полуцилиндра, расположенного снизу атомизатора. Экран предохраняет графитовый стержень от окисления кислородом воздуха при электротермическом нагреве стержня, что позволяет проводить до 200 циклов нагрева стержня и более 100 измерений элемента. Питание стержня осуществляется через реле времени от понижающего трансформатора с вторичным напряжением до 20В. Время нагрева и подаваемое на стержень напряжение определяют конечную температуру стержня. Для исследованных элементов эта температура составляет порядка 2000°C и выше. Атомизатор со стержнем устанавливается под аналитической зоной атомно-абсорбционного анализатора. Проба объемом 1–100 мкл наносится сверху на поверхность стержня. Процесс измерения включает обычные режимы нагрева стержня (просушивание до 100°C, отжиг до 400–600°C и атомизацию при 2000–2200°C).

Для снижения влияния фоновой засветки от стержня на длине волны регистрации на торце атомизатора был установлен дополнительный защитный экран.

Полученные результаты

Абсолютный предел обнаружения кадмия по линии 228,8 нм составил $1 \cdot 10^{-12}$ г, относительный предел обнаружения в водах – 10^{-4} мг/л. Были исследованы возможности анализа кадмия в сточных водах сложного состава, содержащих органику, в зерне и картофеле.

Основной проблемой анализа сложных проб является влияние неселективных спектральных помех от основы пробы. Для снижения спектральных помех проводили предварительное высушивание и отжиг пробы на стержне перед атомизацией. Отжиг позволяет только частично снизить влияние неселективных помех за счет сжигания органики. Более труднолетучие компоненты пробы испаряются при более высоких температурах и создают сильные помехи определению кадмия. Для их устранения был применен метод селективного испарения кадмия путем подбора условий нагрева атомизатора и испарения пробы. При снижении скорости нагрева стержня и конечной температуры кадмий испаряется при более низких температурах, чем основные компоненты пробы. Это позволяет проводить определение микроколичеств кадмия в присутствии больших количеств мешающих элементов основы.

Были изучены пределы обнаружения свинца по линии 217,0 нм, меди по линии 324,7 нм и марганца по линии 279,5 нм. Для этих элементов абсолютный предел обна-

ружения составил $1 \cdot 10^{-11}$ г, а относительный предел обнаружения составил 10^{-3} мг/л. По достигаемым пределам обнаружения разработанный прибор не уступает литературным данным. Можно указать большие возможности для дальнейшего совершенствования прибора. Прежде всего это привлечение различных схем автоматического учета спектральных помех с модуляцией излучения источника света или регистрируемого сигнала. Здесь возможно снижение как влияния рассеянного света от атомизатора, так и не-селективных помех от основы. Чувствительность измерений может быть повышена за счет более высокоинтенсивных источников света.

Таким образом, в работе предложен простой и экономичный атомно-абсорбционный анализатор кадмия, свинца, меди и марганца, который имеет высокую чувствительность измерений элементов и может быть использован для целей анализа экологических и других объектов.

Полученные нами результаты согласуются с общими современными тенденциями развития атомно-абсорбционного анализа и других методов аналитической химии [13, 14].

Литература

1. Зайдель А.Н. Атомно-флуоресцентный анализ. Физические основы метода. – М.: Наука, 1980. – 126 с.
2. Спектральный анализ чистых веществ. Под ред. Зильберштейна Х.И. – СПб: Химия, 1994. – 336 с.
3. Прайс В. Аналитическая атомно-абсорбционная спектроскопия. – М.: Наука, 1986.
4. Дробышев А.И. Основы атомного спектрального анализа. – СПб: Из-во СПб Университета, 1997. – 200 с.
5. Разумов В.А. // ЖАХ. – 1977. – Т.32. – № 3. – С. 596.
6. Альтман Э.А. и др. // ЖПС – 1982. – Т.37. – № 7. – С. 709.
6. Smith B.W., Glick M.R., Spears K.N., Winefordner J.R. // Appl. Spectrosc. – 1989. – V. 43. – № 3. – P. 376.
7. Stroganov A.A., Ilyukhin F.V., Nagibin Yu.T., Prudnikov E.D. / Proceed. of CANAS'99 (Colloquium Anal. Atomspektrosk.). Konstanz, Germany. 1999.
8. Ильина Н.Р., Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д., Строганов А.А. / Тезисы докладов 30-й научно-практической конференции проф.-препод. состава СПбИТМО (ТУ). СПб, 1999. С. 33.
9. Нагибин Ю.Т., Крехалев А.В., Прудников Е.Д. Атомно-флуоресцентный метод определения следовых концентраций ртути в окружающей среде. / Тезисы докл. Юбилейной науч.-техн. конф. ППС СПбИТМО (ТУ), СПб, 2000. С.81–82.
10. Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д. Атомно-флуоресцентный анализатор кадмия, цинка и свинца. // Научно-техн. вестник СПбИТМО (ТУ). – 2002. – Вып. 5 (199). – С. 190–192.
11. Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д. Механическая активация растворов как способ повышения чувствительности в спектральном анализе. // Научно-техн. вестник СПбГУ ИТМО. – 2005. – Вып. 18. – С.87–90.
12. Heitmann U. High-Resolution Continuum Source Atomic Absorption Spectrometry – what's coming next to the born star of AA. // Proceed. CANAS'05, Colloquium Analytische Atomspektroskopie, Kurzfassungen der Beitrage, s. 20. Freiberg, Germany, 6-10 Mart 2005, HV03.
13. Аналитическая химия / Под ред. Кельнер. Пер. с англ. Т. 1, 2. – М.: Мир, 2004.

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ НОВЫХ ОБРАЗЦОВ СТЕКЛОКЕРАМИКИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

И.Е. Скалецкая, В.Т. Прокопенко

Для измерения оптических параметров новых стеклокерамических материалов была использована известная методика амплитудно-фазовой эллипсометрии на приборе ЛЭФ-3М -1, модернизированная веб-камерой для наблюдения спекл-структур отраженного света. При спектроугловом мониторинге объектов исследования (ОИ) в поляризованном свете He-Ne лазера (633 нм) наблюдалось расщепление информационного луча на три оптически активных (n_{oe} и их наложения) пучка, положение которых и гашение на экране визуализации как прибора, так и монитора ПК, сопряженного с веб-камерой, зависело от азимутов задающих и анализирующих поляризаторов прибора. Спектроугловое сканирование ОИ по методу Брюстера позволило оценить величину сдвига в показателях преломления материалов, модифицированных воздействием ультрафиолетового излучения (УФ), порядка $\Delta n = 0,02$. Решения обратной задачи эллипсометрии для чистой границы подтверждает это различие.

Введение

Целью работы было исследование методами амплитудно-фазовой эллипсометрии в поляризованном свете новых материалов стеклокерамики, контроль оптических констант которых важен для отработки технологии их целенаправленного производства.

Сейчас под керамикой понимают поликристаллические материалы, получаемые спеканием неметаллических порошков природного или искусственного происхождения. Такое определение исключает из числа керамических материалов стекла, хотя нередко и их рассматривают как разновидность керамики.

В отличие от обожженного фарфоро-керамического порошка, стеклокерамический материал не имеет пор, и это выгодно отличает его, в частности, изделия из него хорошо полируются. Зерна поликристаллов имеют микронные и менее размеры. Они связаны перешейками и образуют сложную группу случайно ориентированных зерен, обладающих достаточно высокой плотностью. Пористость тонкой стеклокерамики существенно ниже 5%.

Физические свойства этих материалов определяются:

- размером и формой (анизотропией) кристаллитов;
- природой связи между кристаллитами;
- присутствием пор, жидких фаз и пр.

Привнося различные химические элементы, в основном нерастворимые оксиды, в стеклокристаллы, можно добиться так называемого опалесцентного эффекта, который в свою очередь объясняется сильным рассеиванием света. Некоторые типы стеклокерамики получают методами послойного формования, объемные свойства которых не отличаются от поверхностных.

Керамические материалы, по сравнению с металлическими, обладают более высокой коррозионной стойкостью и устойчивостью к радиационным воздействиям, что приводит к долговечности керамических конструкций в агрессивных средах [1].

Наиболее перспективной разновидностью керамики с диэлектрическими свойствами являются керамические электролиты, т.е. керамические материалы с высокой ионной подвижностью и соответственно ионной проводимостью. В отличие от классических жидких электролитов, проводимость многих керамических электролитов униполярна и обусловлена чаще всего разупорядочением одной из его подрешеток.

Часто для разупорядочивания структуры используется облучение материалов γ -или рентгеновскими лучами, а также УФ излучение.

Стеклокерамика относится к группе новых мало изученных перспективных оптических материалов с высокой объемной дифракционной способностью. Технология их

изготовления на основе силикатных стекол, допированных светочувствительными элементами серебра, брома, фтора и церия, позволяет получить мелкодисперсный зернисто-блочный материал с регулярной объемной брегговской решеткой для световых волн видимого диапазона. Когерентные световые лучи испытывают в подобной фотостеклокерамике объемную дифракцию, что может широко использоваться в прикладной спектральной голографии. Процесс их изготовления включает в себя обработку фототермопреломляющего (ФТП) стекла ультрафиолетовым излучением He-Cd лазером на длине волны 325 нм и термическое воздействие: изменение температуры от 480°C до 580°C, с задержкой на температуре 520°C от нескольких минут до нескольких часов [2].

Максимальная блочность спекания в этих материалах достигает линейных размеров порядка 50 мкм, соизмеримых с длинами волн среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Показатели фототермопреломления (n) такой стеклокерамики (ФТП-стекло) отличаются от базового стекла их матрицы, как ожидается, в третьем–четвертом знаках после запятой. Поэтому типовая точность измерений $\Delta n = \pm 0,001$ становится критической.

Поляризационно-оптические свойства поверхности ОИ

Состояние поверхности ОИ, зарегистрированное с помощью поляризационного микроскопа до 40-кратного увеличения, представлено на рис.1.а – 1.г.

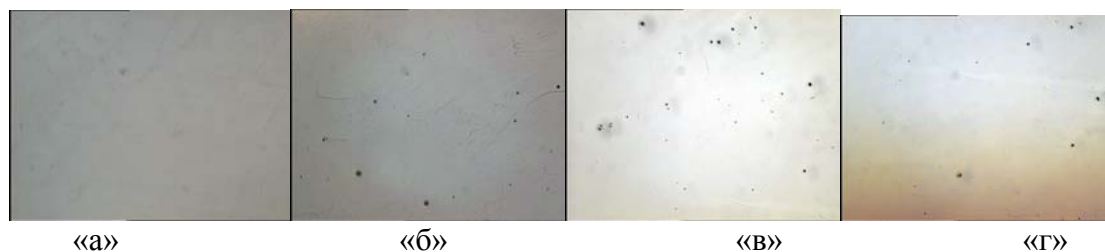


Рис.1. Виды поверхностей ОИ в поляризационном микроскопе:
а – граница между стеклокерамикой и зоной ее облучения ультрамягким рентгеновским излучением (УМРИ) (2.5х); б – дефекты макровключений на поверхности стеклокерамики (увел. 2.5х); в – дефекты макровключений в зоне облучения УМРИ (увеличение – 2.5х); г – дефекты макровключений в зоне облучения УМРИ (увеличение – 40х).

Из этих снимков видно, что зеркальность поверхности вне зон свилей материала (г) далека от совершенства для эллипсометрических прецизионных измерений. Это значит, что оценка оптических параметров ОИ может отражать только их эффективные локальные значения.

Следовательно, достоверность значимости различий в показателях преломления Δn между стеклокерамическими ОИ и их разупрочненными модификациями при облучении УФ должна удовлетворять критерию превышения различий между значениями их средних величин $\Delta n_{\text{ср}}$ над вариациями локальных измерений – размахами $\delta n_{\text{лок}}$:

$$\Delta n_{\text{ср}} > \delta n_{\text{лок}}.$$

Трудоемкость таких измерений значительна при соизмеримости подобных различий.

На рис. 2.а–г представлены фотографии с веб-камеры визуального наблюдения гашения светового пучка (ЛГ-57) двух ОИ перед и после вывода его на фоторегистрацию (ФЭУ-86).

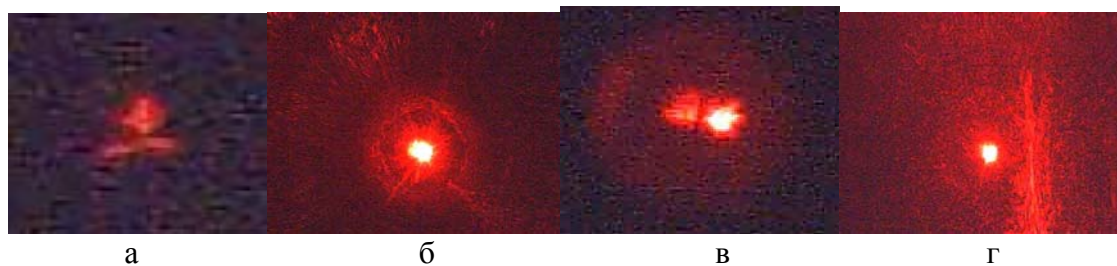


Рис.2. Визуализация картин гашения отраженного света с помощью веб-камеры:

- а – спекл-картина отраженного от стеклокерамики луча вблизи царапины;
- б – гашение отраженного от стеклокерамики света в паре световых пучков;
- в – спекл-картина отраженного от облученной УМРИ стеклокерамики луча;
- г – гашение отраженных от облученной стеклокерамики трех пучков света

На этих снимках видно, что веб-камера регистрирует, во-первых, не полное гашение света в скрещенных поляризаторах эллипсометра (рис. 2.б, г) и, во-вторых, расщепление отраженного луча на пару (рис.2.б) и более (рис.2.г) пучков.

Изображения на рис.2.а, в соответствуют спекл-картинам поля зон Френеля в дальней области дифракции Фраунгофера.

Поскольку гашение света наблюдается либо сразу в паре расщепленных пучков с непогашаемым третьим, либо наоборот (одном при непогашаемых двух), то можно сделать вывод о непосредственном проявлении эффектов двулучепреломления ($n_o \neq n_e$) от мелкодисперсных поликристаллических внутренних структур стеклокерамики, подобной интегральным рентгеновским спектрам на мелкодисперсных порошковых формах ОИ. Более того, положение этих пучков чувствительно к азимутам поляризаторов прибора.

Таким образом, модифицированный нами метод эллипсометрических наблюдений позволяет ставить и решать задачу определения анизотропии микроблоков при спекании материала новых образцов стеклокерамики. Типовое использование ФЭУ для достижения минимума сигнала гашения в луче, состоящем из нескольких пучков, может дать только усредненную информацию о значении эффективного показателя преломления между $n_{o,e}$.

Теория эллипсометрии восходит к решениям задач максвелловской электродинамики в краевой постановке для плоских волн, известной как граничные уравнения Френеля и удачно обобщенной Эри и Друде в виде основного уравнения эллипсометрии (ОУЭ).

Эллипсометрические параметры ψ и Δ при заданных θ_i (угол падения) и λ (длина волны иницирующего излучения) являются характеристиками поверхности и определяются природой вещества, из которого состоит образец, структурой приповерхностного слоя, качеством поверхности (средней высотой шероховатостей, структурными нарушениями, обусловленными полировкой, и т.д.), наличием на ней какой-либо пленки той или иной толщины, свойствами среды, в которой находится образец. Эти параметры ψ и Δ входят в основное уравнение эллипсометрии (ОУЭ) вида [3]

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i\Delta} = R_P / R_S, \quad (1)$$

и описываются обобщенными комплексными коэффициентами Френеля $R(\varphi, n, k, d/\lambda)$. Их явный вид для формул (1) известен только для частных моделей взаимодействия ортогональных р- и s-компонент поля световой волны с веществом, оптические параметры которой задаются комплексными показателями преломления n и d толщинами соответствующих слоев. Это уравнение устанавливает связь между микроскопическими и макроскопическими характеристиками образца и эллипсометрическими параметрами поверхности. В простейшей модели плоской границы раздела фаз эти обобщенные ко-

эффиценты переходят в классические коэффициенты Френеля для идеальных границ, из которых, в частном случае диэлектриков без поглощения, при углах $\varphi_{бр}$ выводится закон Брюстера:

$$n = \operatorname{tg}(\varphi_{бр}) \quad (2)$$

В качестве прецизионных приборов для определения оптических констант новых образцов стеклокерамики использовался эллипсометр серии ЛЭФ-3М-1 (рис. 3).

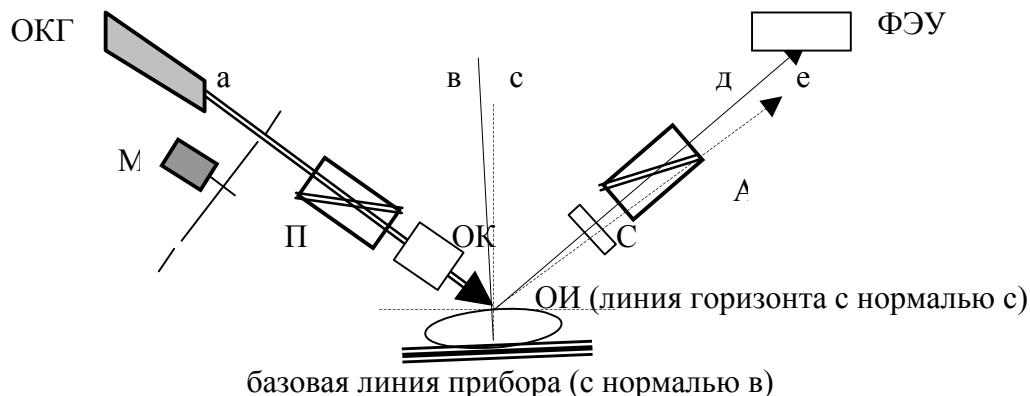
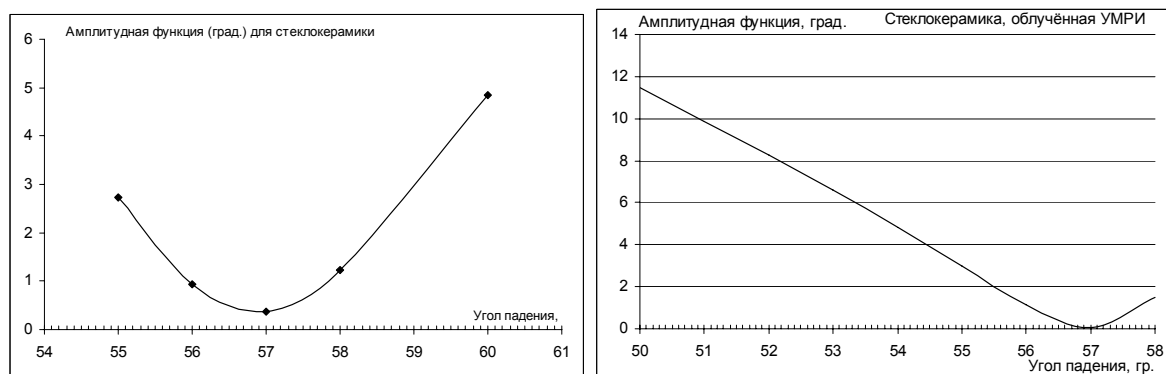


Рис.3. Схема скрещенных поляризаторов при косом падении света на ОИ

На рис. 3 введены следующие обозначения: ОКГ – источник когерентного монохроматического излучения ($\lambda=632.8$ нм); М – низкочастотный модулятор-прерыватель светового пучка 1 мм апертуры; П, А – кристаллические поляризаторы Глана-Томсона; С – компенсатор ($\lambda/4$); а, е – реальные лучи падения и отражения на строго горизонтальном участке ОИ; в – базовая линия симметрии между плечами падения (а) и регистрации (д) ФЭУ; ОИ – объект исследования (зеркальная поверхность дисциллированной воды). ОК – расположение возможного коллиматора тонких пучков.

На рис. 4.а, б представлены обработанные результаты измерения амплитудной $\Psi(\varphi)$ функции от углов падения света на поверхность ОИ в двух зонах – чистой и облученной.



а) б)
Рис. 4. Амплитудные функции отраженного света от чистых и облученных ОИ

Из представленных данных видно, что стеклокерамика в ОИ – высококачественный диэлектрик, так как минимум этих функций чрезвычайно мал (Ψ_m – несколько угловых минут). Это позволяет рассчитать показатель ослабления света (экстинкцию k) этих ОИ и, при дополнительном измерении α коэффициента поглощения материала на длине волны $\lambda=623,8$ нм независимыми спектроскопическими методами, оценить сте-

пень $\chi = k\lambda\alpha/(4\pi)$ светорассеяния материала ОИ, т.е. индикатрису светорассеяния при разных углах φ .

На рис. 5.а, б представлены обработанные результаты косвенного измерения фазовой функции $\Delta(\varphi)$ от углов падения света на поверхность ОИ в двух зонах – чистой и облученной.

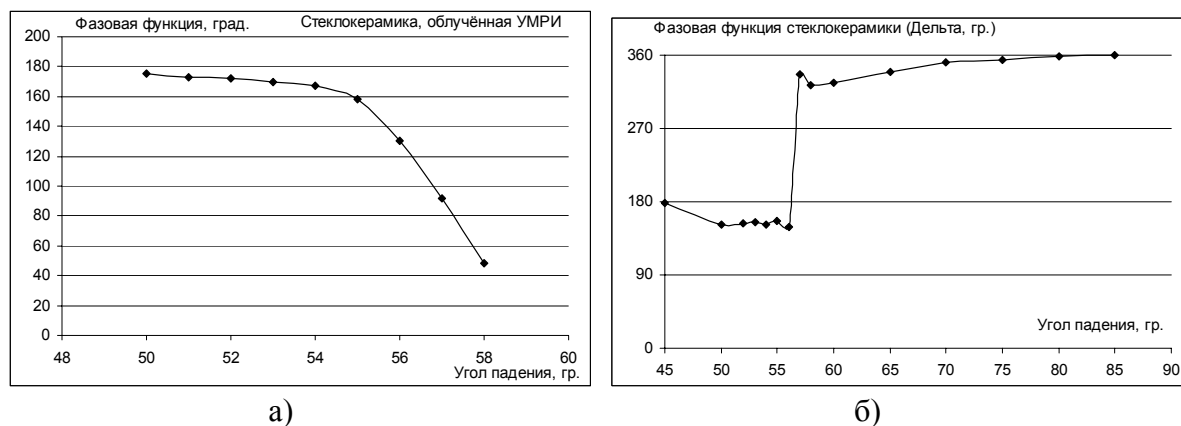


Рис. 5. Фазовые функции света, отраженного от облученных и необлученных ОИ.

Из представленной кривой (а) видно, что поверхность стеклокерамических ОИ имеет переходную приповерхностную слоистую структуру, так как скачок этой функций $\Delta(\varphi)$ после углов псевдо-Брюстера стремится не к 0, а к 2π . При этом облученная поверхность этих же ОИ имеет типовой вид спада – от π к 0.

Следовательно, для решений обратных задач эллипсометрии по определению ряда оптических параметров (толщин d и компонент комплексного показателя преломления ОИ $n - ik$), начиная от их значений на поверхности, резонно использовать, кроме модели идеальной границы Френеля раздела сред на воздухе, также и модель эффективного приповерхностного переходного слоя на этих ОИ. Однако для подобных точных расчетов необходимо знать $n_{\text{ои}}$, $k_{\text{ои}}$ – их истинные значения комплексного показателя преломления в объеме материала этих ОИ. При допустимости оценок измерений резонно использовать итерационные методы.

Результаты оценок оптических констант ОИ по методу Брюстера

В табл. 1, а–в представлены непосредственно измеряемые параметры азимутов ориентации поляризаторов прибора А и Р при установке компенсатора на $\pm 45^\circ$.

φ, град.	ФЭУ_1 μА	Р_1, град.	А_1, град.	ФЭУ_2 μА	Р_2, град.	А_2, град.
45	0,742857	45,61944	106,1875	0,529412	135,6556	71,7
46	0,914286	45,82222	104,8	0,457143	135,85	73,07083
47	1	46,05	103,4167	0,571429	136,0833	74,45278
48	0,657143	46,23611	101,95	0,685714	136,3375	75,88611
49	0,771429	46,58333	100,4806	1,257143	136,7083	77,3
50	0,628571	47,03194	99,01667	1,371429	137,15	78,75139
51	1	47,63056	97,51667	1,914286	137,7708	80,24444
52	1	48,55833	96,0375	1,823529	138,7111	81,71667
53	1,257143	50	94,65	1,2	140	83,78333
54	1,6	51,95	93,025	1,029412	142	84,78333
55	1,828571	56,5625	91,57083	1,411765	146,6833	86,2

56	1,942857	72,3	90,31667	1,588235	162,3	87,43333
57	1,485714	92	90,28333	3,6	182	88,17778
60	1,625	127,45	94,43472	1,75	217,4833	83,35833
70	2,4	133	109,4167	3,125	223	68,51667

Таблица 1.а. Калибровочные зонные измерения на светофилтре НС-1

Типичное поведение этих азимутов для диэлектрических ОИ представлено на рис. 6.

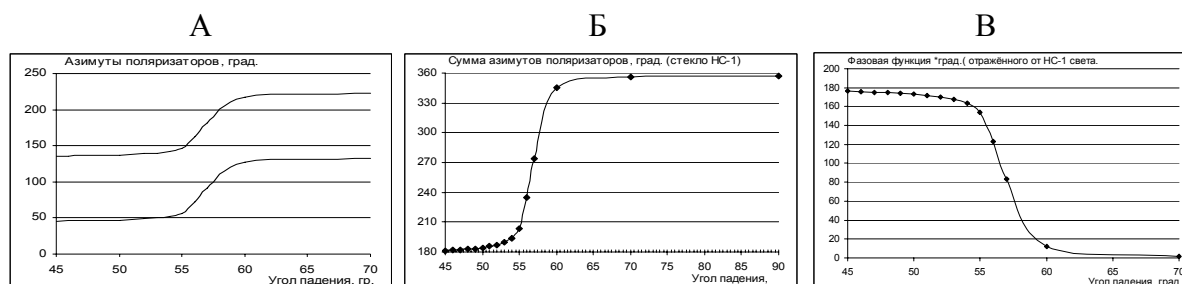


Рис. 6. Методология калибровки 0-эллипсометров для определения $\Delta(\varphi)$ функций:

А – азимуты поляризаторов ЛЭФ-3М-1 (компенсатор – в плече падения);

Б – линейная комбинация азимутов А в виде непосредственной суммы;

В – фазовая функция эллипса поляризации поля отраженного от НС-1 света

При определении фазового параметра $\Delta = P_0 - (P_1 + P_2)$ выбор P_0 становится совершенно очевидным для диэлектриков – около 2π . Точное значение $P_0 = 357,43^\circ$.

Попытка применения этой же формулы для стеклокерамических ОИ оказалась не совсем удачной с точки зрения основного методологического требования к свойству гладкости и монотонности функции $\Delta(\varphi)$. Действительно, по экспериментальным данным, представленным в табл. 1, б, для стеклокерамического необлученного ОИ сумма $P_1 + P_2$ азимутов поляризаторов имеет не типичный для диэлектрика, в отличие от линейной комбинации $P + (P_2 - P_1)$, вид, изображенный на рис.7.

φ , гр.	P_1 , гр.	A_1 , гр.	P_2 , гр.	A_2 , гр.
45	223,6333	285,8708	315,0986	252,5
50	231,7306	279,1	333,1722	259,5
52	229,7069	276,3	333,3722	262
53	229,0167	274,75	332,9081	263,55
54	225,7139	273,1861	338,8833	265,0889
55	217,9	271,6653	342,5	266,2167
56	211,2528	270,2417	357	268,3667
57	294,8167	269,95	342,95	269,2
58	296,0333	270,75	277,95	268,3
60	317,05	274,3333	254,1167	264,6667
65	323,7167	282,1	234,7167	256
70	317,1667	289,1167	228,1	248,3333
75	316,6667	296	226,6667	241,1833
80	314,45	302	224,8833	234
85	313,6333	308,8167	223,6	228

Таблица № 1.б. Зонные измерения на стеклокерамическом ОИ

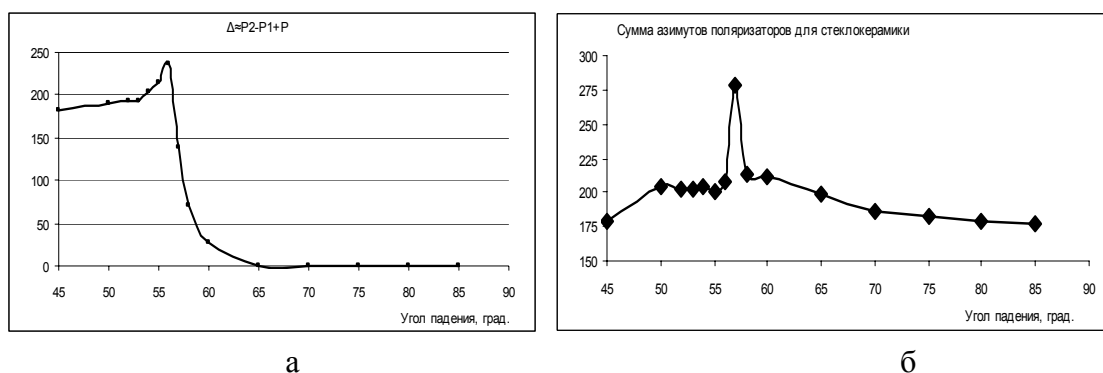


Рис.7. Калибровочные комбинации азимутов поляризатора для стеклокерамики

Из данных, представленных на рис. 6, а, следует факт существования инварианта для разностей азимутов поляризатора порядка $P = 90^\circ$. Оказывается, достаточно именно этой инвариантной величины для правильного описания свойств фазовой функции $\Delta(\varphi)$ от углов падения эллипсов поляризации света, отраженного от недиэлектрических ОИ (спад от π до 0 на рис. 7, б).

В традиционной эллипсометрии сложилось, возможно, ошибочное представление об инвариантности калибровочной постоянной P_0 . Метрологической проблемой считались выбор материала и приготовление из него рабочих мер (ОИ) калибровки эллипсометров. Эти меры выполнялись из высоко прозрачного оптического стекла марки К-8 или КВ, КУ марок кварца с обработкой поверхности по методу сверхглубокой шлифовки-полировки (СГШП). Однако метод эллипсометрии для контроля оптических параметров материалов не смог в свое время пройти Государственные метрологические испытания.

Таким образом, тезис о калибровочной инвариантности индивидуальных ОИ имеет свой резон.

В табл. 1, в представлены непосредственно измеренные азимуты поляризаторов на стеклокерамических ОИ, подвергнутых радиационному разупорядочиванию решетки материала УФ. Калибровка фазовой функции для них, выполненная по новой методологии и изображенная на рис. 5, б, имеет физически правильный характер, хотя поведение самих азимутов (рис. 8, а) далеко от диэлектрических ОИ (рис.6).

φ, гр.	P1, гр.	A1, гр.	P2, гр.	A2, гр.
50	51,23333	100,4167	136,5	77,48333
51	52,5	98,8	135,8333	79,01667
52	54,33333	97,1	136,25	80,55
53	56	95,5	135,7333	82,26667
54	59,95	93,71667	133,8667	84,06667
55	64,25	92	132,2833	86,05
56	70,03333	90,08333	100,05	87,8
57	85,4	89	86,85	88,85
58	109,02	90,2	67,71667	87,18333

Таблица 1.в. Азимуты поляризаторов для облученной стеклокерамики

Путем графического увеличения значений амплитудных функции $\Psi(\varphi)$ рис.4.а,б, представленного на рис.9, путем линейной аппроксимации их крыльев в зоне минимума получаем следующие значения углов псевдо Брюстера: $\varphi_{\text{ст.кер}} = 56^{\circ}33'$, $\varphi_{\text{умри}} = 56^{\circ}57'$.

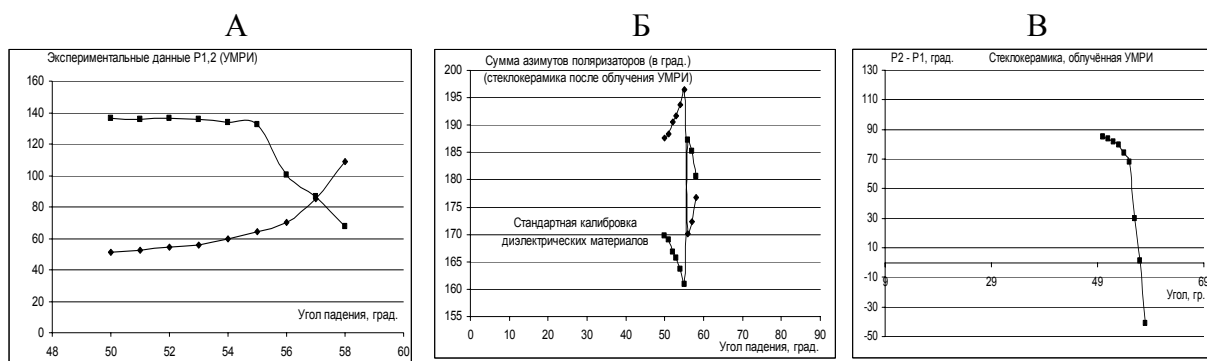


Рис.8. Свойства комбинаций азимутов поляризатора для облученной стеклокерамики

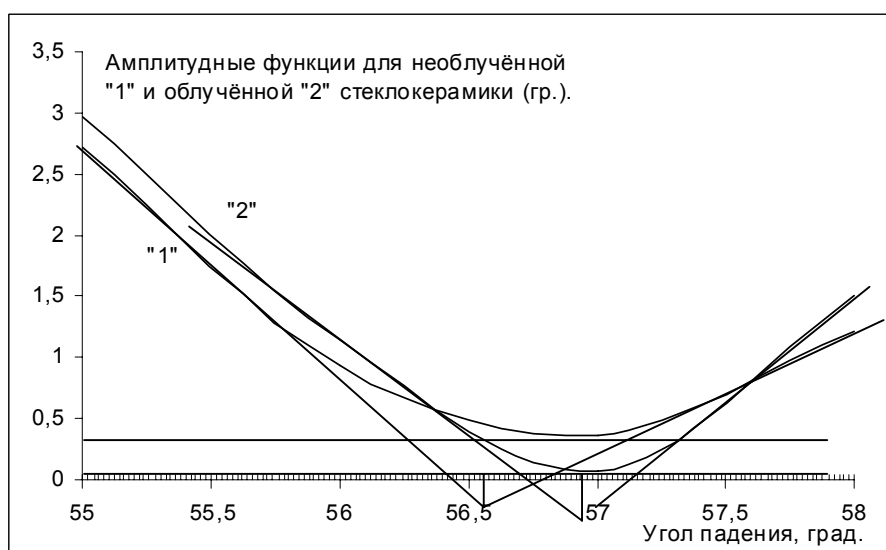


Рис. 9. Графическое определение углов псевдо Брюстера по минимуму $\Psi(\varphi)$

Следовательно, тангенсы этих углов $\varphi_{\text{пс.бр}}$ позволяют оценить вещественную часть показателей преломления этих ОИ:

$$n_{\text{ст.кер}} = 1,5165798, \quad n_{\text{облуч.}} = 1,533997.$$

Абсолютная разница между показателями преломления ОИ составляет величину $\Delta n = 0,017$, т.е. они отличаются во втором знаке после запятой при относительном различии около 1%. Погрешность оценки показателя преломления по методу Брюстера определяется по формуле $\Delta n = (1 + n^2) \Delta \varphi$ и при графической погрешности локализации углов Брюстера $\Delta \varphi \approx 3' = 0.001$ составляет величину порядка ± 0.003 и менее (теоретически до ± 0.0001). Таким образом, различие показателей преломления ОИ является статистически значимым.

Результаты оценок оптических констант по модели границы Френеля для ОИ

Измерения в необлученной зоне стеклокерамики представлены данными табл. 2.

φ , гр.	$\Psi(\varphi)$, гр.	$\Delta(\varphi)$, гр.	n	k	$\Delta \approx \Delta P + P$	n	k
45	16,68542	178,6981	1,490411	0,017286	181,4993	1,490282	0,019903
50	9,8	152,5272	1,440459	0,170984	191,4757	1,492058	0,077943
52	7,15	154,3508	1,482024	0,11769	193,6993	1,507267	0,066088
53	5,6	155,5052	1,493171	0,087683	193,9255	1,509367	0,05182
54	4,048611	152,8328	1,497015	0,068929	203,2034	1,502236	0,059839

55	2,724306	157,03	1,516217	0,039982	214,634	1,505159	0,057477
56	0,9375	149,1772	1,511539	0,017728	235,7812	1,501041	0,028244
57	0,375	79,66333	1,537209	0,013906	138,1673	1,550442	0,009576
58	1,225	323,4467	1,561194	0,028051	71,95067	1,584016	0,045991
60	4,833333	326,2633	1,558503	0,10219	27,10067	1,549759	0,082858
65	13,05	338,9967	1,528365	0,175866	1,034	1,513524	0,008587
70	20,39167	352,1633	1,511358	0,109632	0,967333	1,510411	0,013483
75	27,40833	354,0967	1,494691	0,128117	0,034	1,496452	0,000731
80	34	358,0967	1,46475	0,06618	0,467333	1,4657	0,016232
85	40,40833	360,1967	1,352208	0,013142	0,000667	21,17771	0,538773

Таблица 2. Сводные данные эллипсометрических измерений на стеклокерамике

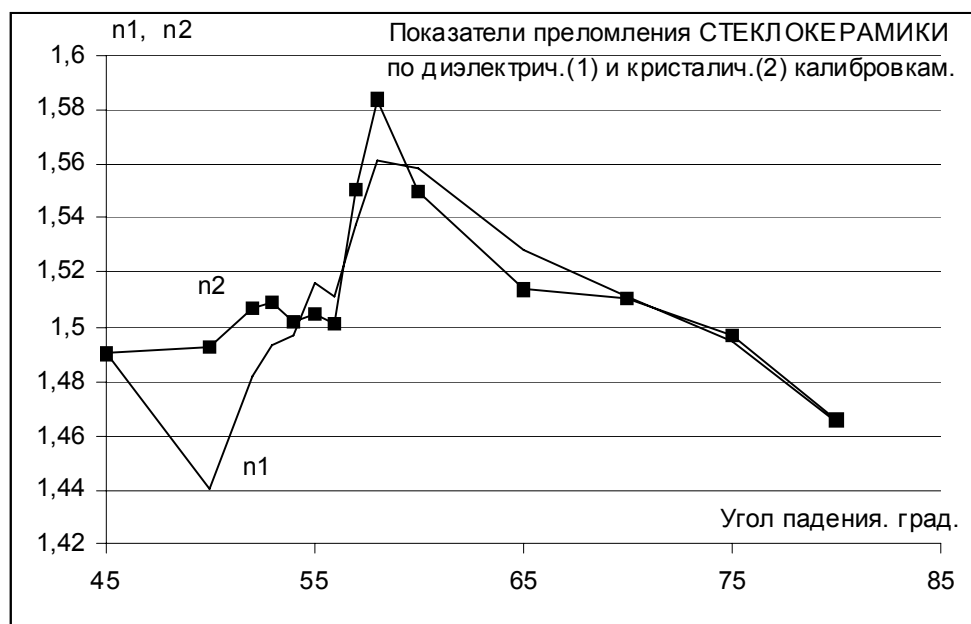


Рис.10. Значения компонент комплексного показателя преломления на стеклокерамике

Среднее угловое значение показателя преломления на полной выборке из 15 точек со средним разбросом в норме Чебышева $n_{\text{cp}}^{(1)}(\varphi) = 1,496 \pm 0,077$, тогда как при улучшенной калибровке $n_{\text{cp}}^{(2)}(\varphi) = 1,513 \pm 0,039$ по всей совокупности углов. Это значение всего на 0.004 отличается от брьюстеровской оценки (1,517).

После статистической обработки экспериментальной совокупности по гипотезам отброса промашек оценка показателя преломления по десяти точкам составляет

$$n_{\text{cp}} = 1,5028 \pm 0,0073.$$

Среднее угловое значение показателя экстинкции на полной выборке из 15 точек со средним разбросом в норме Чебышева составляет $k_{\text{cp}}(\varphi) = 0,077 \pm 0,009$ для грубой калибровки по диэлектрической методологии. При улучшенной калибровке показатель экстинкции принимает значение $k_{\text{cp}}(\varphi) = 0,038 \pm 0,004$.

Измерения в облученной зоне стеклокерамики представлены данными табл. 3.

φ, гр.	Ψ(φ), гр.	Δ(φ), гр.	n	k
50	11,46667	175,2667	1,573435	0,041925
51	9,891667	173,3333	1,56646	0,049334
52	8,275	171,9167	1,559955	0,048572
53	6,616667	169,7333	1,552498	0,047873
54	4,825	166,9167	1,541133	0,04299
55	2,975	158,0333	1,525611	0,04235

56	1,141667	130,0167	1,508475	0,03216
57	0,075	91,45	1,539932	0,002838
58	1,508333	48,69667	1,560104	0,043534

Таблица 3. Сводные эллипсометрические данные на облученной стеклокерамике

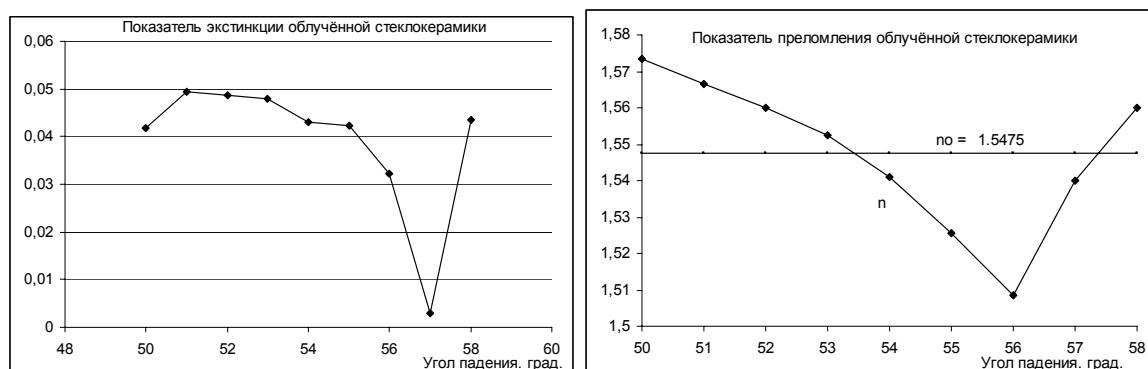


Рис.11. Значения компонент показателя преломления на облученной стеклокерамике

Среднее угловое значение показателя преломления на полной выборке из 9 точек со средним разбросом в норме Чебышева по данным табл. 3 составляет величину $n_{\text{ср}}^{(\text{умри})}(\varphi) = 1,5475 \pm 0,0391$. Аналогичное среднее значение экстинкции по этим данным имеет величину $k_{\text{ср}}^{(\text{умри})}(\varphi) = 0,0166 \pm 0,0096$. На рис. 11 представлен угловой ход этих компонент комплексного показателя преломления облученной стеклокерамики.

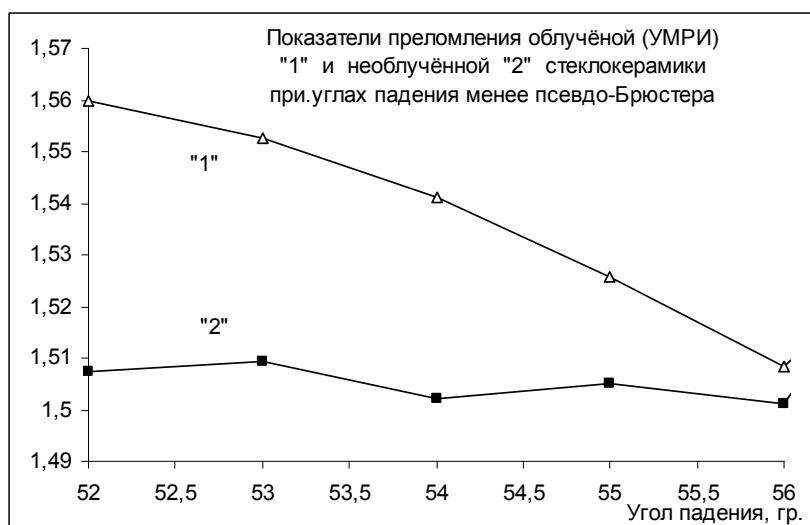


Рис.12. Угловой разброс измерений показателя преломления до углов Брюстера

Выводы

Решения обратной задачи эллипсометрии для простой модели идеальной границы Френеля измеренных ОИ выявляют слабую, но характерную угловую зависимость их оптических констант. Следует использовать более корректную модель оптической системы для этих ОИ в виде хотя бы однородного переходного приповерхностного слоя.

Средние значения вещественных составляющих комплексного показателя ($n_{\text{с-к}}$ и $n_{\text{облуч}}$) преломления для облученной и необлученной стеклокерамики статистически значимо отличаются друг от друга, причем у облученных ОИ он выше. Эти значения

качественно и количественно не противоречат аналогичным оценкам, выполненным по методу Брюстера. Это может означать, что радиация при разупрочнении кристаллических компонент стеклокерамики уменьшает ее пористость и гомогенизирует материал, увеличивая его оптическую плотность ($n_{\text{облуч.}} > n_{\text{с-к}}$). Более того, радиация уменьшает толщину переходного приповерхностного слоя, что следует из поведения фазовой функции, изменившей подъем от π до 2π , наблюдаемой для чистой стеклокерамики, на спад до 0. Для такого спада характерны тонкослойные ($d \rightarrow 0$) решения двойственной по толщине эллипсометрической задачи Холмса. В пользу гомогенизации материала при радиационном разупорядочивании его кристаллических структур и заполнении дефектами разрушения пор материала говорит тот опытный факт, что минимум амплитудной функции существенно ниже у облученных ОИ, чем у исходного материала.

Измерения выполнены при усредненном гашении луча, четко разделяющегося на три моды в зеркальном канале отражения, хотя можно применить к каждому из этих пучков стандартные методы обработки по Брюстеру и моделям идеальной границы и переходного приповерхностного слоя. По-видимому, именно с этим связана яркая угловая зависимость вещественной компоненты показателя преломления для облученных ОИ, обладающих анизотропией составляющих их мелкодисперсных кристаллов. Действительно, картина угловой зависимости показателя преломления для чистой стеклокерамики имеет как бы три угла зрения.

- При малых (крутых) углах зрения лучи проникают глубже в материал и «видят» его более пористым, чем плотным (n_{ϕ} имеют заниженные значения).
- При средних углах Брюстера поверхность ОИ рассматривается только сагиттальными компонентами поля, и свет «видит» его активно отражающие компоненты кристаллических фаз материала (n_{ϕ} максимальны).
- На скользящих лучах свет не так глубоко входит в объем материала, но «видит», в частности, его слоистость, о которой говорит фазовая функция, имеющая характерный для такой модели подъем после угла псевдо Брюстера, и возвращает показатель преломления снова к менее плотным показателям преломления материала.

Для облученного ОИ картина (рис. 12) обратная.

- При малых (крутых) углах зрения лучи проникают глубже в материал и «видят» его гомогенизированные мелкодисперсные кристаллы с плотной (без пористости) упаковкой.
- При средних углах Брюстера поверхность ОИ рассматривается только сагиттальными компонентами поля, и свет, расщепленный на обыкновенные и необыкновенные лучи, «видит» среду как бы одним глазом и со стороны отрицательной кристаллической активности с минимальной компонентой n_{ϕ} .
- На скользящих лучах свет не так глубоко входит в объем материала, но «видит» вклад всех компонент кажущегося более плотно сложенными кристаллитами материала (n_{ϕ} опять возрастают).

В целом метод эллипсометрии правильно описывает основные качественные и количественные характеристики ОИ, информативность которых может быть утаена только из-за не адекватного выбора оптических моделей ОИ и описывающих их основных уравнений эллипсометрии.

Литература

1. Ceramics and Society / Ed. R.J. Brook. Faenza: Techna, 1995. 158 p.
2. United States Patent/ Process for production of high efficiency in photo-thermo-refractive glass. Inventors: O.M. Efimov, L.B. Glebov, V.I. Smirnov, L. Glebova. Patent № US 6,586,141 B1. Date of Patent: Jul. 1, 2003.
3. Горшков М.М. Эллипсометрия. – М.: Сов. радио, 1974. – 200 с.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ И ГРАДИЕНТНОЙ ОПТИКИ

В.С. Землянский, А.Н. Горляк, А.А. Степанчук, И.А. Храмцовский

В работе рассмотрены особенности применения макро- и микроскопических характеристик для описания поляризационных свойств неоднородных оптических систем в методе эллипсометрии лазерной техники и градиентной оптики. Изложен эллипсометрический метод определения инкремента показателя преломления по аксиальному сечению града, основанный на применении двухканальных эллипсометров, в которых по одному из каналов измеряется разность фаз между двумя взаимно ортогональными составляющими отраженного светового пучка, а по второму – азимут линейной восстановленной поляризации.

Введение

В настоящее время в клинической практике для диагностики и лечения заболеваний различных органов человека применяются эндоскопические приборы с элементами лазерной техники, волоконной и градиентной оптики. Несмотря на настоятельную необходимость, создание эндоскопов, уретероскопов и трансляторов изображений для ряда направлений медицины (кардиологии, урологии, нейрохирургии, неврологии и др.) до сих пор сдерживается из-за ряда нерешенных научно-технических проблем, стоящих перед разработчиками оптических и оптико-электронных приборов медицинского назначения [1–3].

Усовершенствование оптико-электронных приборов медицинского назначения основано на применении оптических узлов с градиентными элементами, физико-технические характеристики которых определяются, во-первых, физико-химической структурой используемого материала (проблема базового стекла [4]), во-вторых, возможностью использования многостадийной коррекции технологических режимов получения элементов с заданным распределением показателя преломления $n(r)$ по аксиальному сечению элемента, обеспечивающего минимальные оптические aberrации (контроль и коррекцию технологических режимов получения элементов градиентной оптики [4–6]).

Следить за кинетикой изменения оптических параметров элементов градиентной оптики и корректировать технологические режимы их изготовления позволяют некоторые интерференционные методы измерения локальных абсолютных значений показателя преломления (метод иммерсионной интерферометрии [5]) и радиального распределения угловой пространственной частоты переноса изображения $\Omega(r)$ (метод интерферометрии тонкого среза [6]). Однако, если первый метод требует применения эталонных жидких сред со стабильными оптическими параметрами, то второй метод является разрушающим, что не всегда приемлемо на практике.

Цель настоящей работы состояла в усовершенствовании методов эллипсометрического контроля поляризационно-оптических характеристик элементов лазерной техники и градиентной оптики с модифицированной структурой поверхностного слоя силикатного стекла, описание физико-химических свойств которых предполагает использование макро- и микроскопических характеристик.

Теория метода эллипсометрии неоднородных оптических систем

Важнейшим условием использования материала в качестве среды для элементов градиентной оптики является возможность управлять его физико-химическими и оптическими характеристиками – в первую очередь, распределением показателя преломления $n(r)$ по радиальному сечению элемента. При технологическом синтезе различных (силикатных, боратных, фосфатных и т.п.) стекол принято различать два типа не-

упорядоченности структуры: *позиционную* (или геометрическую) и *композиционную* (или химическую).

Первый тип выражается в неупорядоченном пространственном расположении структурных узлов, занимаемых атомами, второй – в неупорядоченном характере распределений атомов различного сорта по структурным узлам кремнекислородной сетки [4]. Если первый тип неупорядоченности рассматривается в информационно–поисковой системе «структура " R " – свойство " $f(R)$ "», то второй – в системе «состав " C " – свойство " $f(C)$ "».

В методе эллипсометрии, при определении физико-химических свойств $f(R)$ неоднородных оптических систем в рамках макро– и микроскопического подходов к описанию их поляризационно-оптических характеристик, постулируется квазилокальная связь между вектором поляризации P и напряженностью электрического поля $E = D - 4\pi P$ [7]:

$$4\pi P(r) = f(r)E(r), \quad f(r) = n^2(r) - 1; \quad (1)$$

$$P(r) = E(r) \cdot \int M(r, r') dr' + \chi_1(L^{-1} \cdot r_c) + \chi_2(\lambda^{-1} \cdot r_c), \quad (2)$$

где $M(r, r')$ – так называемый компактный блок, для вычисления которого необходимо конкретизировать молекулярную модель исследуемой системы R , где пространственная дисперсия функции $M(r, r')$ определяется радиусом корреляции r_c ; χ_1 и χ_2 – некоторые функции, описывающие поляризационные свойства молекулярной модели структуры неоднородной оптической системы; L – геометрический параметр, характеризующий протяженность оптической неоднородности в структуре системы; λ – длина волны излучения.

Если молекулы (для стекла – это формульные единицы химического состава $f(C)$ [4]) рассматриваемой системы обладают постоянной поляризуемостью α и пространственная дисперсия $d\alpha(x, y, z)/dr$ мала, т.е. при условии $r_c \ll L$ и $r_c \ll \lambda$, которое хорошо выполняется для не очень больших молекул или структурных единиц, то из соотношений (3), (4) можно получить выражение для определения показателя преломления неоднородной оптической системы в виде [7]:

$$n^2(r) = 1 + 4\pi \cdot \int M(r, r') dr',$$

$$M(r_1, r_2) = \bar{b}p(r_1)\delta(r_{12}) + \bar{b}^2 g(r_1, r_2)A(r_{12}) + \dots, \quad (3)$$

где α – поляризуемость молекул; $p = V^{-1} \cdot N$ – их частичная плотность, где N – среднее число частиц в рассматриваемом объеме V ; $g(r_1, r_2)$ – двухчастичная корреляционная функция для системы " A " и " B "; $A(r) = \nabla \times \nabla \times r \cdot \exp(ik \cdot r) - 4\pi \cdot \delta(r)$, где $\delta(r)$ – дельта-функция. Следующие члены ряда (3) для многокомпонентных систем $f(C)$ и $f(R)$ содержат многочастичные корреляционные функции $g(r, r')$.

Из соотношения (3) следует, что, во-первых, значение показателя преломления $n_B = 1$ справедливо только для вакуума $M(r_1, r_2) = 0$, для атмосферы воздуха при нормальных условиях эксперимента $n_B = 1,00027$ и истинное значение показателя преломления $n_{ист} = 1,0003 \cdot n_{изм}$; во-вторых, для растворов, расплавов и твердых тел показатель преломления n можно представить в виде ряда по степеням αp , члены которого содержат корреляционные функции $g(r_1, r_2) \sim p^2$ и т.д., но только при условии $\chi_1 \ll 1$ и $\chi_2 \ll 1$ справедливы соотношения для молекулярной (R_M) и удельной (r_p) рефракции [8]. Для сильно неоднородных структур, у которых $L \sim r_c$, макроскопический подход к информационной системе «структура – свойство» приводит к большим погрешностям в определении показателя преломления $n(r)$ как функции физико-химических характеристик силикатной системы.

При определении показателя преломления материала $\bar{N} = \bar{n} - i\bar{k}$ методом эллипсометрии обычно используются соотношения для диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ геометрически плоской границы раздела сред:

$$\varepsilon' = \bar{n}^2 - \bar{k}^2 = n_B^2 \cdot \sin^2 \varphi \left[1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi \cdot (\cos^2 2\Psi - \sin^2 2\Psi \cdot \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \right], \quad (4)$$

$$\varepsilon'' = 2\bar{n}\bar{k} = \frac{n_B^2 \cdot \sin^2 \varphi \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi \cdot \sin 4\Psi \cdot \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2}, \quad (5)$$

$$\bar{n} = \{[\varepsilon' + ((\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2)^{1/2}] / 2\}^{1/2}, \bar{k} = \{[-\varepsilon' + ((\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2)^{1/2}] / 2\}^{1/2}, \quad (6)$$

где φ – угол падения светового пучка; Ψ – азимут линейной восстановленной поляризации; Δ – разность фаз между p - и s -компонентами отраженного светового пучка; n_B – показатель преломления внешней среды. Для однородной подложки амплитудные коэффициенты отражения $R^{(p,s)}$ связаны соотношениями:

$$R^{(p)} = R^{(s)} \cdot (R^{(s)} - \cos 2\varphi) \cdot (1 - R^{(s)} \cdot \cos 2\varphi)^{-1}, \quad (7)$$

$$\Phi = R^{(s)}(1 + c \cdot \cos 2\varphi) \cdot (c + \cos 2\varphi)^{-1}, \quad c = R^{(p)} / R^{(s)} = \operatorname{tg} III \cdot \exp(i\Delta) \quad (8)$$

Если подложка однородная, то $\Phi=1$ и значения диэлектрической проницаемости ε и показателя преломления $\bar{N} = \bar{n} - i\bar{k}$ будут соответствовать оптическим постоянным материала. При наличии на поверхности детали шероховатости или неоднородного слоя (ПС) в эксперименте наблюдается иная угловая зависимость коэффициентов отражения $R^{(p,s)}$, и значение $\Phi \neq 1$, т.е. расчетные значения $\bar{n}$ и $\bar{k}$, будут отличаться от истинных значений показателя преломления $N_o = n_o - ik_o$ и диэлектрической проницаемости ε_o материала детали. В этом случае для определения оптических постоянных материала необходимо использовать методы иммерсионной или многоугловой эллипсометрии. Основные соотношения для коэффициентов отражения $R^{(p,s)}$ в приближении теории Борна, т.е. при условии $\delta\varepsilon(z) = \varepsilon(z) - \varepsilon_o \ll \varepsilon_o$, можно представить следующим образом:

$$R^{(p,s)} = \pm (U_B^{(p,s)} - Y^{(p,s)}) \cdot (U_B^{(p,s)} + Y^{(p,s)})^{-1}, \quad Y^{(p,s)} = U_o^{(p,s)} + \delta Y^{(p,s)}, \quad (9)$$

$$U_B^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi, \quad U_o^{(s)} = (\varepsilon_o - x^2)^{1/2}, \quad x^2 = \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi \quad (10)$$

$$U_o^{(p)} = \varepsilon_o / U_o^{(s)}, \quad U_B^{(p)} = \varepsilon_B / U_B^{(s)}, \quad U_o^{(s)} \cdot U_o^{(p)} = (U_o^{(s)})^2 + x^2, \quad (11)$$

$$\delta Y^{(s)} = ik_o \int_0^\infty \delta\varepsilon(z) \exp(-i2k_o U_o^{(s)} z) dz, \quad \delta Y^{(p)} = \delta Y^{(s)} \frac{(U_o^{(s)})^2 - x^2}{(U_o^{(s)})^2}. \quad (12)$$

где в (9) знак "плюс" берется для s -компоненты, знак "минус" – для p -компоненты.

При измерении поляризационных параметров Δ и Ψ в двух средах (1 и 2) с показателями преломления n_{B1} и n_{B2} при углах падения светового пучка φ_1 и φ_2 , связанных соотношением Снеллиуса $n_{B1} \sin \varphi_1 = n_{B2} \sin \varphi_2$, можно определить амплитудные коэффициенты $R^{(p,s)}$ через эллипсометрические отношения ρ_1 и ρ_2 и коэффициенты Френеля $r^{(p,s)}$ для границ раздела сред 1 и 2 по формулам:

$$R^{(s)} = -\frac{b}{2} \pm \sqrt{\frac{b^2}{4} - c}, \quad b = \frac{(c_1 \cdot c_2 - 1) \cdot r^{(p)} r^{(s)} + c_2 - c_1}{c_1 \cdot (r^{(s)} - r^{(p)} c_2)}, \quad c = \frac{r^{(p)} - r^{(s)} c_2}{c_1 \cdot (r^{(s)} - r^{(p)} c_2)}. \quad (13)$$

Отметим, что основная особенность выбора этих измерительных ситуаций в методе иммерсионной эллипсометрии состоит в том, что в первом и во втором случаях световой пучок преломляется в однородной подложке под одним и тем же углом $\varphi_o = \arcsin(v_i/n_o)$. При выборе знака для комплексной величины $R^{(s)}$ следует использовать ограничение $|R^{(s)}| \leq 1$, которое практически всегда позволяет исключить неоднозначность решения обратной задачи эллипсометрии по формуле (13).

Если воспользоваться W-преобразованием вида $W(R) = (1 + R^{(p,s)}) \cdot (1 - R^{(p,s)})^{-1}$, то из формул (9)–(12) можно получить выражения:

$$\delta Y^{(s)} = \left(\frac{U_B^{(s)}}{W(R^{(s)})} - U_o^{(s)} \right), \delta Y^{(p)} = [W(R^{(p)}) \cdot U_B^{(p)} - U_o^{(p)}], R^{(p)} = C \cdot R^{(s)}, \quad (14)$$

$$U_o^{(s)} = a \cdot W(R^{(s)}) \pm \sqrt{[a \cdot W(R^{(s)})]^2 + a \cdot U_B^{(s)}}, a = \frac{n_B \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos \varphi}{W(R^{(s)}) \cdot W(R^{(p)}) - \cos^2 \varphi}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_o = \varepsilon_o' + \varepsilon_o'' = (U_o^{(s)})^2 + x^2, \quad (16)$$

на основе которых по измеренным в двух иммерсионных средах 1 и 2 значениям поляризационных углов Δ и Ψ можно определить оптические постоянные материала подложки ε_o при наличии на поверхности детали неоднородного слоя с произвольным профилем диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$.

Аналогичная задача может быть решена методом многоугловой эллипсометрии, т.е. путем проведения измерений поляризационных параметров Δ и Ψ при углах падения светового пучка φ_j и φ_{j+1} . Совместное решение обратной задачи эллипсометрии для j -ой и $(j+1)$ -ой измерительной ситуации в этом случае осуществляется методом последовательных приближений по формулам, полученным из соотношений (11)–(14) и приведенным к следующему виду:

$$n_{o,k+1}^2 = n_{o,k}^2 + \{0,5 \cdot (2 \cdot E_{(j+1)} / A_{(j+1)} - \delta \varepsilon_j) - [(2 \cdot E_{(j+1)} / A_{(j+1)} - \delta \varepsilon_j)^2 - E_{(j+1)} \cdot (\delta \varepsilon_{(j+1)} - \delta \varepsilon_j) / A_{(j+1)}]^{1/2}\}, \quad (17)$$

$$E_j = \operatorname{Re}(C_j / C_{o,k,j}) - 1, D_j = \operatorname{Im}(C_j / C_{o,k,j}), E_{(j+1)} = \operatorname{Re}(C_{(j+1)} / C_{o,k,j+1}) - 1, D_{(j+1)} = \operatorname{Im}(C_{(j+1)} / C_{o,k,j+1}), \quad (18)$$

$$\delta \varepsilon_j = (E_j^2 + D_j^2) / E_j \cdot A_j, \delta \varepsilon_{(j+1)} = (E_{(j+1)}^2 + D_{(j+1)}^2) / E_{(j+1)} \cdot A_{(j+1)}, \quad (19)$$

$$A_{j,(j+1)} = 2\sqrt{\varepsilon_B} \cdot \cos \varphi_{j,(j+1)} \cdot \sin^2 \varphi_{j,(j+1)} \cdot (\varepsilon_{o,k} \cdot \cos^2 \varphi_{j,(j+1)} - \varepsilon_B \cdot \sin^2 \varphi_{j,(j+1)})^{-1}, \quad (20)$$

$$C_{o,k} = (tg^2 \varphi_{j,(j+1)} \cdot U_B^{(s)} - U_{o,k}^{(s)}) \cdot (tg^2 \varphi_{j,(j+1)} \cdot U_B^{(s)} + U_{o,k}^{(s)})^{-1}, \quad (21)$$

где в качестве первого приближения ($k=1$) принимается значение $n_{o,k=1} = \bar{n}$, которое определяется по формулам (4)–(6). За истинное решение принимается k -ое приближение, при котором выполняется условие $|n_{o,k} - n_{o,k-1}| \ll S_n$, где S_n – случайная составляющая погрешности измерения показателя преломления.

Эксперимент

Для проверки полученных соотношений был проведен следующий эксперимент. В качестве объекта использовался оптический элемент, изготовленный из высокоодноородного кварцевого стекла КС–4В, показатель преломления которого при длине волны излучения $\lambda=0,628$ мкм определялся гониометрическим методом и равен $n_o=1,4570$ ($S_n=\pm 5 \cdot 10^{-6}$). Поверхность элемента полировалась алмазным порошком АСМ $1,0/0$ по стандартной технологии, а измерения поляризационных параметров Ψ и Δ проводились на приборе ЛЭФ–3М ($\lambda=0,6328$ мкм). Если использовать соотношения (4)–(6), т.е. определять показатель преломления стекла без учета влияния ПС, то значения n и k будут зависеть от угла падения светового пучка (табл.1), что противоречит физическому смыслу понятия «показатель преломления». Сопоставление значений показателя преломления кварцевого стекла, полученных гониометрическим и эллипсометрическим методами, но рассчитанных с учетом влияния поляризационных свойств ПС (формулы (17)–(18)), показывает принципиальную возможность определения локальных значений показателя преломления по сечению графана при наличии на поверхности элемента неоднородного слоя (таблица).

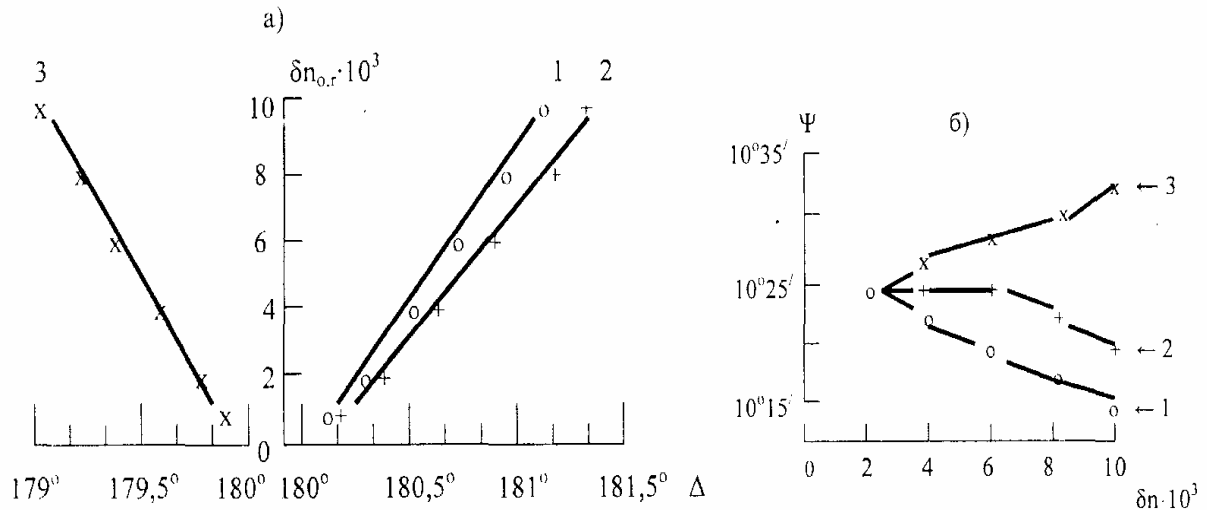


Рис.1. Изменение фазового сдвига Δ (а) и азимута линейной поляризации Ψ (б) от величины отклонения показателя преломления в локальной точке градана $\delta n(r)$ от среднего значения показателя преломления поверхностного слоя при средней толщине слоя $d=0,05 \lambda$ (кривая 1), $d=0,1 \lambda$ (кривая 2) и $d=0,25 \lambda$ (кривая 3). $\lambda=0,6328 \text{ мкм}$

Для анализа основных закономерностей изменения поляризационных параметров Ψ и Δ от величины инкремента показателя преломления $\delta n(r)=n(r_i)-n(r_{i+1})$ градана при наличии неоднородного ПС был проведен следующий численный эксперимент. Неоднородный ПС заменялся моделью однородного слоя с показателем преломления $n_c=1,53$ и толщиной d_c , равной $0,05\lambda$; $0,1\lambda$; $0,25\lambda$. Величина отклонения $\delta n=n_c-n_0$ показателя преломления однородного слоя (при $n_c=\text{const}$) от показателя преломления в объеме материала (при $n_0=\text{var}$) изменялась в области значений $n_0=1,52-1,53$. Путем решения прямой задачи эллипсометрии по точным уравнениям для однородной пленки [4] при угле падения светового пучка $\varphi=50^\circ$ были рассчитаны поляризационные параметры Ψ и Δ (рис.1). Из полученных результатов следует, что при наличии на поверхности детали однородного слоя при малых значениях инкремента показателя преломления δn изменение параметра Ψ незначительно, в то время как изменение фазового параметра Δ имеет более высокую чувствительность к малым изменениям показателя преломления градана.

Если измерение эллипсометрических параметров Ψ и Δ проводится по сечению градана методом локального зондирования поляризованным световым пучком поверхности, имеющей неоднородный ПС, для которого по сечению градана в пределах погрешности измерения поляризационных углов S_Ψ и S_Δ средние значения толщины и показателя преломления неоднородного ПС для различных видов профиля $\varepsilon(z)$ с заданной доверительной вероятностью погрешности измерений можно считать близкими по своему значению, то из соотношений (9)–(12) несложно получить выражение

$$\delta(\Delta) = \Delta(r_i) - \Delta(r_{i+1}) = A_i \cdot [n(r_i) - n(r_{i+1})], \quad (22)$$

где

$$A_i = -(1 + \text{tg} \psi_i)^3 \cdot [4 \cdot (1 - \text{tg} \psi_i) \cdot \text{tg} \psi_i \cdot \sin^2 \varphi \cdot \text{tg}^2 \varphi]^{-1}. \quad (23)$$

При углах падения светового пучка φ_j , где параметр Ψ_i принимает малые значения и, согласно (16), коэффициент пропорциональности A_i резко возрастает, т.е. увеличивается чувствительность измерений по параметру Δ , возрастает также среднеквадратическая погрешность его измерения S_Δ , которая, как и среднеквадратическая погрешность измерения параметра Ψ , т.е. S_Ψ , в j -ой измерительной ситуации рассчитывается по формулам

$$S_{j,\Delta} = \delta S_o \cdot \left(\sqrt{2} \cdot \sin \psi_j \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1}, S_{j,\psi} = \delta S_o \cdot \cos \psi_j \cdot \left(\sqrt{2} \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1} \quad (24)$$

где δS_o – пороговая чувствительность прибора. Поэтому измерение разности фаз $\Delta(r_i)$ по сечению градиентного элемента должно проводиться при углах падения φ_j , при которых сохраняется высокая чувствительность метода эллипсометрии к измерению параметра $\Delta(r_i)$ и незначительна его погрешность измерения $S_{i,\Delta}$.

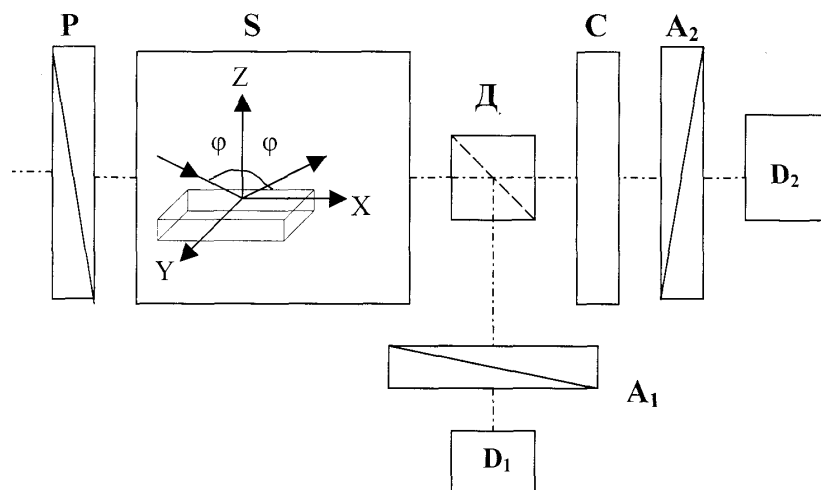


Рис. 2. Схема двухканального эллипсометра для технологического контроля физико-технических параметров градана. P – поляризатор, S – объект измерения, С – компенсатор, Д – светоделительная призма, D – фотодетектор, А – анализатор

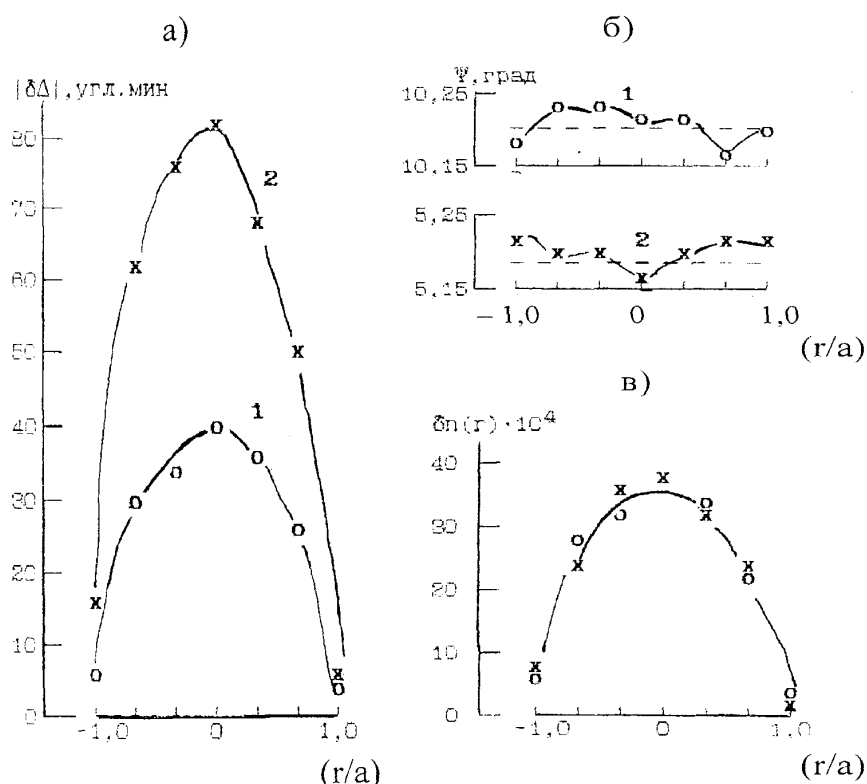


Рис. 3. Изменение фазового сдвига $\delta\Delta = |\Delta - \Delta_0|$ (а), азимута линейной поляризации ψ (б) и инкремента показателя преломления $\delta n(r)$ (в) по сечению градана при угле падения светового пучка $\varphi = 50^\circ$ (кривая 1) и $\varphi = 60^\circ$ (кривая 2)

Из формул (23), (24) и результатов, представленных на рис.1, следует, что при создании эллипсометрической аппаратуры для технологического контроля оптических ха-

характеристик градиентов целесообразно применить двухканальную схему эллипсометра $PS \frac{A_1}{CA_2}$ (рис.2), где по первому каналу, построенному по фотометрической схеме PSA_1 ,

определяется коэффициент пропорциональности A_1 и особых требований к фотодетектору не предъявляется. По второму каналу строится компенсационная схема измерений $PSCA_2$, в которой для измерений фазового параметра $\Delta(r_i)$ необходимо использовать координатно-чувствительный фотодетектор (например, мультискан).

Для одного из образцов градиентных элементов, полученных методом ионообменной диффузии, измерение поляризационных параметров Ψ и Δ проводились на приборе ЛЭФ–3М при углах падения светового пучка 50° и 60° при погрешности $S_\Psi=1'$ и $S_\Delta=2-3'$. На рис.3, а, б показано изменение поляризационных параметров Ψ и $\delta\Delta = |\Delta - \Delta_0|$, где Δ_0 – разность фаз для геометрически плоской границы раздела сред (при $\varphi=50^\circ$, $\Delta_0=180^\circ$; при $\varphi=60^\circ$, $\Delta_0=0^\circ$), и инкремента показателя преломления $\delta n(r)$ (формулы (22), (23)) по радиальному сечению градана (рис.3,в), имеющего эффективный радиус $a=1$ мм (диаметр светового пучка $D \leq 1$ мм). Расчет локального значения показателя преломления $n_o(r)=n_{o,r=a}+\delta n(r)$ дает хорошую сходимость результатов, что подтверждает правомерность используемой методики определения оптического профиля градана.

Выводы

Таким образом, наличие на поверхности градана модифицированного поверхностного слоя позволяет в методе отражательной эллисометрии перейти от зависимости $\Psi=\Psi[n(r)]$ к зависимости $\Delta=\Delta[n(r)]$, тем самым повысить чувствительность метода к инкременту показателя преломления градана и, соответственно, дать более детальный анализ аберраций угловой пространственной частоты передачи изображений оптическим элементом. При создании эллипсометрической аппаратуры технологического контроля оптических характеристик градиентной оптики целесообразно использовать двухканальные системы с разделением методов измерения основных эллипсометрических параметров поляризованного светового пучка.

Литература

1. Антонова И.В, Васин Л.Н., Клецкая М.А, Потемкин А.И., Фролов Ю. А., Ягмуров В.Х. Особо тонкий гибкий эндоскоп для урологии // Оптический журнал. 1994. № 12.
2. Архипова Л.Н., Ивашевский С.Н., Карапетян Г. О., Королев Ю. Г., Курбатова Г.И., Лыкосов В.М., Русан В.В., Папаян Г.В. Градиентная оптика для медицинских эндоскопов // Оптический журнал. 1994. № 12.
3. Васильева В.И, Петровский Г.Т, Черных В.Д., Ягмуров В.Х. Гибкие регулярные волоконные элементы для эндоскопии // Оптический журнал. 1994. № 12.
4. Стеклообразное состояние, Труды VIII Всесоюзного совещания / Под ред. Е.А. Порай-Кошица. – Л.: Наука, 1988. – 170 с.
5. Ильин В.Г., Карапетян Г.О., Полянский М.Н. Измерение локальных значений показателя преломления неоднородных сред // ЖПС. 1978. Т. 28. С.160–163.
6. Ильин В.Г., Ремизов Н.В. Интерференционный метод измерения распределения показателя преломления в передающих изображениях граданах // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. Вып.2. С.105–110.
7. Эллисометрия – метод исследования поверхности // Под ред. А.В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1983. 180 с.
8. Ляликов Ю.С. Физико-химические методы анализа. М.: Химия, 1974. С. 536.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ И ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ АТТЕСТАЦИИ ПОТЕРЬ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАТЕРИАЛЕ И ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ЭЛЕМЕНТОВ ИОННЫХ И ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

А.А. Новиков, А.Н. Горляк, А.А. Степанчук, И.А. Храмовский

Изложены особенности появления позиционной и комбинационной неупорядоченности структуры кремнекислородной сетки в процессе синтеза кварцевого стекла и ее влияние на оптическую неоднородность по показателю преломления парофазного кварцевого стекла. На основе экспериментальных данных, полученных методами эллипсометрии, Оже-спектроскопии и спектрофотометрии, установлены корреляционные связи между физико-химическими свойствами поверхностного слоя плавленого и кристаллического кварца и потерями излучения на оптических элементах в ВУФ и УФ области спектра.

Введение

Критерием качества оптических внутрирезонаторных элементов, используемых для получения одночастотного режима генерации излучения ионных и эксимерных лазеров в видимой и ВУФ областях спектра, является величина потерь излучения на этих элементах. Традиционные методы технологического контроля качества обработки поверхности детали, в том числе и интерферометрические, не позволяют непосредственно судить о потерях, вносимых элементом в оптический резонатор лазера. Ранее для контроля качества внутрирезонаторных элементов были использованы методы, основанные на сравнении потерь излучения, вносимых в оптический резонатор лазера поворотной плоскопараллельной пластинкой, с потерями излучения на контролируемой детали [1, 2]. Такой способ контроля внутрирезонаторных элементов называют «метод калиброванных потерь» [2, 3] или «метод зеркала с регулируемой отражательной способностью» [4].

Однако разработка калиброванных ослабителей излучения, вводимых в резонатор лазера и аттестуемых с погрешностью $S_T \leq 0,02\%$, до настоящего времени является актуальной задачей. Это связано с тем, что при наличии на детали поверхностного слоя (ПС) со свойствами, отличными от свойств в объеме материала, реальные фотометрические характеристики не только не совпадают с расчетными, полученными по формулам Френеля, но и могут изменяться в процессе хранения и эксплуатации элементов [5].

Для объективной оценки качества изготовления внутрирезонаторных элементов необходимо отличать потери оптического излучения, вызванные образованием процессе изготовления элементов модифицированного ПС, от потерь, связанных с ослаблением излучения в объеме материала, из которого выполнена деталь.

Цель настоящей работы состояла в экспериментально-теоретическом анализе возможности применения методов эллипсометрии и спектроскопии для аттестации потерь излучения в оптических внутрирезонаторных элементах ионных и эксимерных лазеров, выполненных из кристаллического и плавленого кварца.

Методы и объекты исследования

В качестве объектов исследования были использованы кварцевые стекла, полученные высокотемпературным гидролизом паров тетрахлорида кремния SiCl_4 в кислородно-водородном пламени ($\text{H}_2 + \text{O}_2$). В дальнейшем образцы подвергались термической обработки в селитровой печи, а для достижения постоянного значения плотности время выдержки t (час) и температура термообработки $T^\circ\text{C}$ выбиралась по данным Брюкнера.

Известно, что оптическая неоднородность в блоках кварцевого стекла обусловлена, в основном, двумя факторами. Во-первых, разным участкам блока стекла соответствует определенная «фиктивная» температура T , от значения которой, как правило,

зависит *позиционная* неупорядоченность структуры кремнекислородной сетки кварцевого стекла, которая, в свою очередь, может быть связана с образованием кластеров или комплексов с тетрагональными искажениями в октаэдрическом комплексе $[\text{SiO}_{4/2}]^0$ или с образованием локальной неоднородности, близкой к структуре кристобалита или тридимита.

Во-вторых – неоднородностью химического состава кварцевого стекла, обусловленного, например, наличием в объеме материала градиента концентрации гидроксильных OH -групп и, соответственно, различных химических связей в силикатной системе $\text{SiO}_x(\text{OH})_y$, т.е. *комбинационной* неупорядоченностью кремнекислородной сетки по радиусу блока кварцевого стекла. С целью фиксирования равновесной температуры образования дефектов в структуре кремнекислородной сетки и оптической неоднородности по блоку парофазного стекла проводилась закалка кварцевого стекла в воде.

Для преодоления односторонности описания совокупности различных технологических факторов, влияющих на структуру кварцевого стекла, изучение его оптической однородности следует вести на основе комплексного подхода к исследованию различных физико-химических свойств силикатной системы (плотности ρ , показателя преломления n , показателя ослабления излучения μ_λ (см^{-1}) и концентрации OH -групп (C_{OH})) по блоку парофазного кварцевого стекла методами ИК и УФ спектromетрии, интерферометрии и термоградиентным флотационным методом.

При исследовании физико-химических свойств парофазного кварцевого стекла образцы вырезались в виде дисков из блока стекла в направлении, перпендикулярном оси роста, каждый диск разрезался на части с интервалом ~ 10 мм, а затем, в зависимости от используемой методики измерений физико-химических параметров стекла, вырезался элемент соответствующего размера. Перед измерением плотности кварцевых стекол $\rho(T, C_{\text{OH}})$ образцы травились в плавиковой кислоте (3% мол. HF), промывались в дистиллированной воде, а затем сушились в термостате.

Плотность образцов $\rho(T, C_{\text{OH}})$ измерялась термоградиентным флотационным методом, разработанным в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, с погрешностью $S_p = \pm 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³. В качестве рабочей жидкости использовалась бинарная система дибромэтан–бромформ, концентрация которой была подобрана так, чтобы при температуре $T = 25 \div 30^\circ\text{C}$ плотность кварца находилась между крайними значениями плотности раствора в термоградиентной трубке. Измерение плотности образцов осуществлялось при достижении ими флотационного равновесия в течение $t \geq 2$ часов. В качестве эталона использовался образец кварцевого стекла, плотность которого была предварительно измерена в ВНИИМ им. Д.И. Менделеева методом гидростатического взвешивания с точностью $S_p = 1 \cdot 10^{-5}$ г/см³. В процессе измерений плотность образца определялась по формуле

$$\rho_{\text{обр.}} = \rho_{\text{эт.}} \pm \beta \cdot T, \quad (1)$$

где $\rho_{\text{обр.}}$ – плотность исследуемого образца; $\rho_{\text{эт.}}$ – плотность эталона; β – коэффициент объемного расширения рабочей жидкости; T – температура. Знак «+» или «–» выбирается в зависимости от положения образца относительно эталона в термоградиентной трубке.

Методом ИК-спектроскопии в образцах кварцевого стекла по интенсивности полосы при $\nu = 3680$ см⁻¹ ($\lambda = 2,72$ мкм) контролировалось содержание связанных гидроксильных групп $\text{Si}-\text{O}-\text{H}$, а при $\nu = 2540$ см⁻¹ ($\lambda = 3,94$ мкм) – содержание групп $\text{Si}-\text{H}$ [6]. Ранее в [7] было показано, что между концентрацией OH -групп C_{OH} (полоса $\lambda = 2,72$ мкм) и числом E' -центров ($\equiv \text{Si}^+$), обозначенная здесь символом N (полоса $\lambda = 212$ нм), справедливо соотношение следующего вида:

$$N = \frac{1,31 \cdot 10^{17} \cdot n}{f_\lambda \cdot (n^2 + 2)^2} \times \alpha_\lambda (\text{см}^{-1}) \times DE(\text{эВ}) = \frac{6 \cdot 10^{23} \times C_{\text{OH}}}{45,45 \times A}, \quad (2)$$

где α_λ – коэффициент поглощения в максимуме полосы поглощения при $\lambda=212$ нм; f_λ – сила осциллятора оптического перехода ($f_{212}=0,14$); n – показатель преломления на длине волны поглощения; ΔE – полуширина полосы поглощения; C_{OH} – концентрация центров (вес. %); A – вес центров (ат. ед. массы).

В образцах толщиной $L=10\pm 0,1$ мм, вырезанных из блоков кварцевого стекла и полированных при стандартных условиях в водной суспензии различных полировальных порошков, путем измерений коэффициента пропускания T_λ на приборе Specord M40 при длине волны $\lambda=200$ нм определялся показатель ослабления излучения μ_λ по формуле:

$$\mu_\lambda = -\frac{1}{L} [\lg T_\lambda - \lg T_o], \quad (3)$$

где T_o – коэффициент пропускания границ раздела «внешняя среда – поверхность детали», рассчитываемый по формулам Френеля. При $\lambda=200$ нм значение показателя преломления кварцевого стекла $n_o=1,5465$, значение $\lg T_o = -0,0482$, погрешность измерения показателя ослабления излучения μ_λ равна $S_\mu = \pm 5 \cdot 10^{-4}$ (см $^{-1}$).

Измерение оптической неоднородности по показателю преломления $\Delta n(R)$ в блоках парофазного кварцевого стекла осуществлялось в интерферометре Тваймана с погрешностью $S_n = \pm 1 \cdot 10^{-6}$. Методом Оже–спектрометрии исследовался элементный и профильный анализ поверхностного слоя кварцевого стекла. Измерение Оже–спектров осуществлялось в электронном спектрометре LHS-10 (фирмы «Лейбольд–Гереус») с полусферическим энергоанализатором (разрешение $\Delta E/E$ не хуже 10^{-4}). Исследуемые образцы облучались пучком электронов с энергией $E_e \sim 1,6$ кЭв при токе $I_e \sim 0,1$ мА, измерительная аппаратура работала в режиме записи производной $N'(E)$. Послойное распыление образцов производилось пучком ионов Ar^+ с энергий $E_{Ar} \sim 3$ кЭв при токе $I_{Ar} \sim 1$ мА. Давление в камере составляло $P_{Ar} \sim 4 \cdot 10^{-6}$ Па.

Для определения оптических характеристик неоднородных поверхностных слоев (ПС) и шероховатой поверхности использовался метод эллипсометрии. Измерение основных эллипсометрических параметров – азимута восстановленной линейной поляризации (Ψ) и разности фаз (Δ) между p - и s -компонентами поляризованного света – осуществлялось на приборе ЛЭФ-3М при длине волны излучения $\lambda=0,6328$ мкм и на лабораторной установке при длине волны излучения $\lambda=10,6$ мкм. Определение показателя преломления $n_q(0)$ и толщины слоя d_c ПС и параметров шероховатой поверхности – среднеквадратической высоты σ микрорельефа и среднеквадратическое корреляционным расстоянием γ – осуществлялось по методу многоугловой эллипсометрии [8, 9]. Следует также отметить, что для нормального распределения высот микрорельефа справедливы соотношения [10]:

$$\sigma = R_a \cdot \sqrt{\pi/2}, \quad \sigma \approx 0,25R_z, \quad R_a \approx 0,2R_z, \quad \langle \theta \rangle = \arctg \left\langle \frac{2R_z}{S_{uu}} \right\rangle = \arctg k_1 \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right), \quad (4)$$

где R_a – среднее арифметическое отклонение от средней линии геометрического профиля; R_z – средняя разность высот между пятью наивысшими и пятью наинизшими точками профиля в пределах базовой длины L ; $\langle \theta \rangle$ – среднестатистическое значение угла наклона микрограней шероховатости; S_{uu} – средний шаг микронеровностей профиля; k_1 – коэффициент, зависящий от вида корреляционной функции, и для гауссовой функции $R_{uu}(r)$ значение $k_1=1$.

Для технологического контроля качества обработки поверхности детали используются также эффективные параметры ПС – показатель преломления n^* и толщина d^* , которые рассчитываются по формулам [9]:

$$n^* = \left[\frac{1}{d^*} \int_0^{d^*} (\varepsilon(z) - \varepsilon_o) dz \right]^{1/2}, \quad \left| \frac{1}{\xi^{(H)}} \int_0^{d^*} (\varepsilon(z) - \varepsilon_o) dz \right| \leq C_p, \quad \xi^{(H)} = \int_0^\infty (\varepsilon(z) - \varepsilon_o) dz, \quad (5)$$

где C_p – параметр, зависящий от выбранного критерия близости оптических свойств ПС к свойствам объема материала. Если принять, что $C_p = |S_p / (p - p_0)|$, где S_p – среднеквадратическая погрешность измерения эллипсометрического отношения p , то значение эффективной толщины d^* дает оценку глубины ПС, в пределах которой экспериментальным путем можно достаточно уверенно зафиксировать отличие поляризационно-оптических свойств неоднородного ПС от свойств в объеме материала детали. За пределами этой области ПС можно считать, что среда становится квазиоднородной.

Истинное значение параметра μ_0 в объеме стекла будет отличаться на величину потерь излучения μ_n , обусловленных его рассеянием на шероховатой поверхности ($I_{\text{диф}}$) и потерями ($\alpha_{\text{ПС}}$) на отражение светового пучка от неоднородного ПС:

$$\mu_0 = \mu - \mu_n, \quad \mu_n = (I_{\text{диф}} + \alpha_{\text{ПС}}) \cdot L^{-1}. \quad (6)$$

Для гауссовой корреляционной функции шероховатой поверхности $R_w(r)$ и экспоненциального профиля диэлектрической проницаемости ПС $\varepsilon(z)$, где

$$R_w(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2\gamma^2}\right), \quad \sigma^2 = \sum_{m,n} |P(m,n)|^2, \quad \varepsilon(z) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_q - \varepsilon_0) \exp(-qz), \quad (7)$$

на основе соотношений, приведенных в [8, 9], несложно получить формулы для расчета потерь излучения:

$$I_{\text{диф}} = \lg e \cdot \sum_i (4\pi\sigma_i / \lambda)^2, \quad \alpha_{\text{ПС}} = \lg e \cdot \sum_i \frac{(n_0 - n_i) \cdot (n_i^2(0) - n_0^2) \cdot (k_0 \cdot d \cdot n_0)^2}{2n_0^2 \cdot (n_0 + n_i) \cdot [1 + (k_0 \cdot d \cdot n_0)^2]}, \quad (8)$$

где индексом « i » отмечен номер поверхности образца; характеристическая толщина неоднородного ПС в данном случае равна $d = 1/q$; показатель преломления на средней линии геометрического микрорельефа $n(0) = \sqrt{\varepsilon_q}$; показатель преломления стекла $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$.

Определение потерь оптического излучения в кристаллах кварца проводилось методом ИК спектроскопии по нормативным требованиям Международной электротехнической комиссии (Постановление МЭК–758–1), где качество кристаллов оценивается по величине добротности Q , определяемой по формуле:

$$\alpha = \frac{1}{L} \lg \frac{T_{v1}}{T_{v2}}, \quad Q^{-1} \cdot 10^6 = 0,144 + 7,47\alpha - 0,45\alpha^2, \quad (9)$$

Здесь коэффициенты пропускания T_{v1} и T_{v2} для образцов толщиной $L = 10 \pm 0,1$ мм кристалла кварца АТ–среза с ориентацией оптической оси относительно границы раздела $\beta < 30^\circ$ измерялись на приборе ИКС–29 при $\nu_1 = 3800 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_2 = 3500 \text{ см}^{-1}$. Потери излучения в ВУФ области спектра измерялись на лабораторной установке с использованием вакуумного монохроматора ВМР–2.

Результаты и их обсуждение

Наибольший практический интерес представляют результаты исследования оптической однородности парофазного кварцевого стекла по показателю преломления $\Delta n(R)$, которые сопоставлялись с изменением «фиктивной» температуры $T(R)$ и концентрации ОН–групп $C_{\text{ОН}}(R)$ в различных блоках парофазного кварцевого стекла (рис. 1, а, б). Видно, что местонахождение экстремумов (min и max) физико-химических параметров $T(R)$, $C_{\text{ОН}}(R)$, $\Delta n(R)$ и характер их изменения в разных блоках практически совпадают. Если совпадение по блоку «фиктивной» температуры $T(R)$ и концентрации $C_{\text{ОН}}(R)$ (рис. 1, а, б, кривые 1) можно объяснить тем, что растворимость ОН–групп в области расплава кварцевого стекла растет с повышением температуры (химическая неупорядоченность структуры кварцевого стекла), то изменение показателя преломления $\Delta n(R)$ следует связывать также и с позиционной неупорядоченностью структуры стекла. От-

метим, что не всегда можно наблюдать явно выраженную корреляционную связь между изменением $\Delta n(R)$ (рис.1, в) и плотностью кварцевого стекла $p(R)$ (рис.2, а).

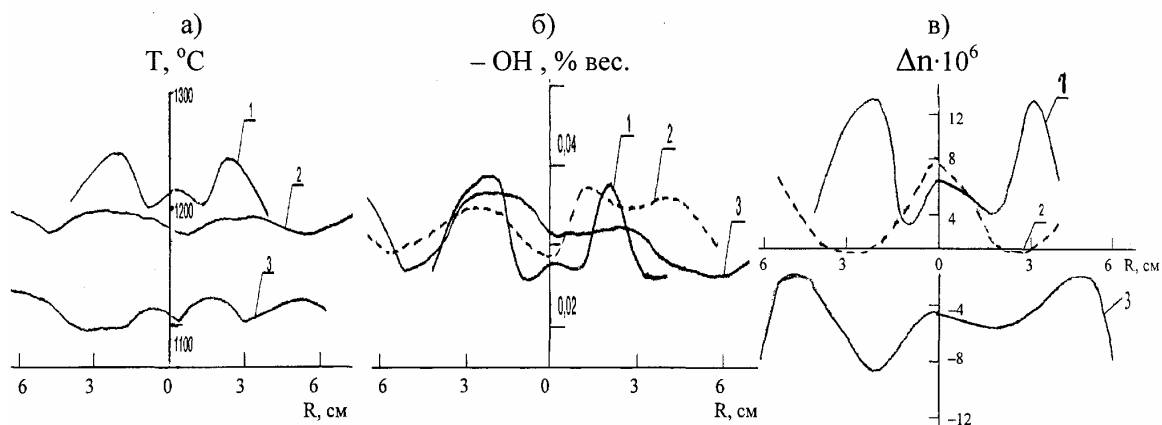


Рис.1. Изменение «фиктивной» температуры $T(R)$ (а), концентрации $C_{\text{ОН}}(R)$ гидролитических ОН-групп (б) и оптической однородности по показателю преломления $\Delta n(R)$ (в) по диаметру различных блоков (1, 2, 3) парофазного кварцевого стекла.

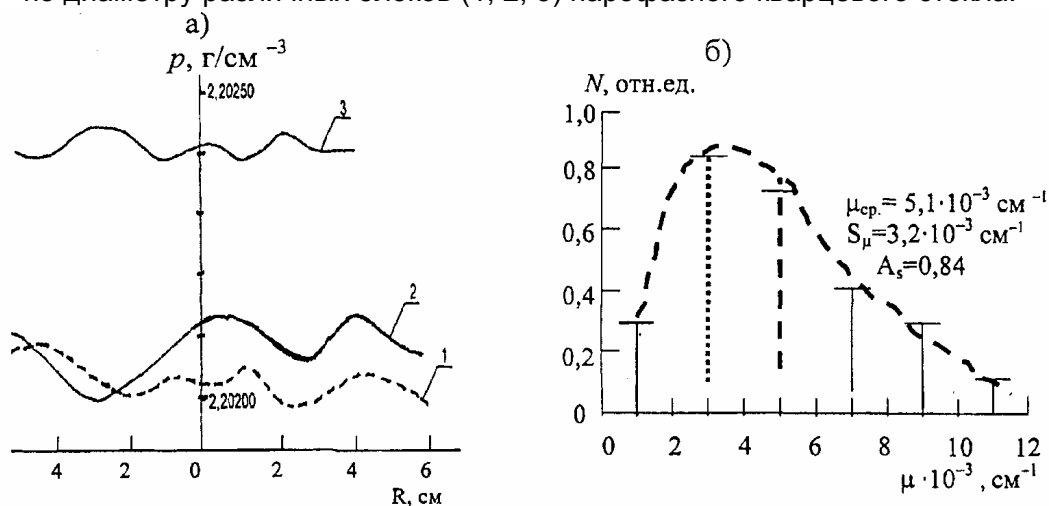


Рис. 2 Изменение плотности парофазного кварцевого стекла по различным блокам (а) и номограмма распределения показателя ослабления УФ излучения в образцах кварцевого стекла (б). а) 1, 2, 3 – номер блока кварцевого стекла; б) штриховая линия – среднее значение $\mu_{\text{ср}}$ для блоков 1–3, пунктирная линия – среднее значение $\mu_{\text{ср}}$ для блоков 1, 2.

Известно, что с ростом «фиктивной» температуры плотность кварцевого стекла растет, а с ростом концентрации ОН-групп плотность понижается, т.е. действие этих факторов в процессе синтеза парофазного кварцевого стекла носит противоположный характер. Тем самым имеется принципиальная возможность подобрать такие технологические условия синтеза кварцевого стекла, при которых можно получить однородное по плотности p парофазное кварцевое стекло (рис.2,а). В то же время различные модификации структурных групп SiO_x , имеют различную геометрическую конфигурацию в стеклообразном и кристаллическом состоянии, и, как следствие этого, вещество в твердом состоянии будет иметь и различный показатель преломления, например: для пленок SiO значение $n=1,97$; для стеклообразного SiO_2 значение $n=1,46$; для кристаллического SiO_2 значение $n=1,54$ – $1,55$.

Кроме того, образование в силикатных системах химических соединений $\text{SiO}_x(\text{OH})_y$ также приводит к возрастанию показателя преломления до значений $n \sim 1,47$ – $1,50$. Поэтому с повышением «фиктивной» температуры T и концентрации $C_{\text{ОН}}$

(рис. 1, а, б, кривая 1) происходит возрастание показателя преломления Δn (рис. 1, в, кривая 1) при незначительных изменениях плотности по блоку кварцевого стекла.

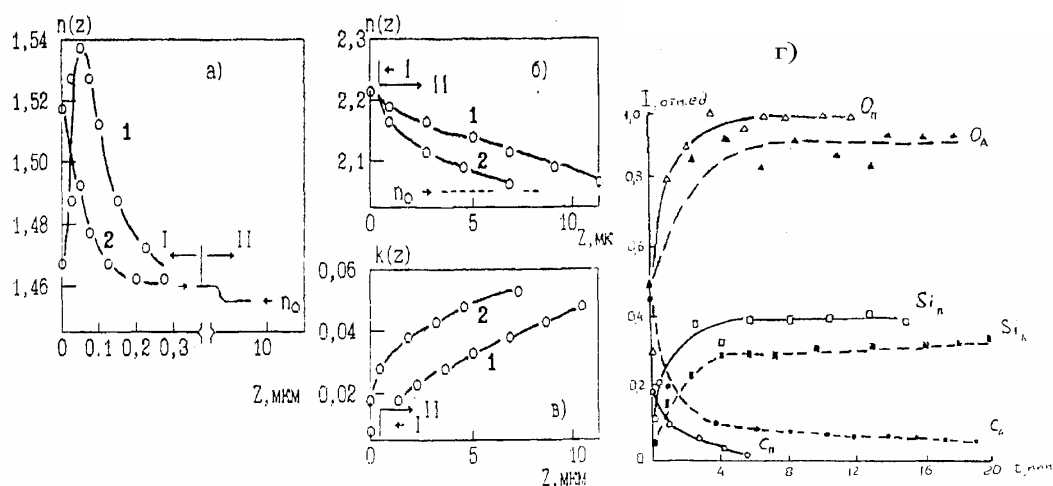


Рис. 3. Оптический профиль ПС кварцевого стекла в видимой (а) и ИК области спектра (б, в) при съеме материала $h=5$ мкм (кривые 1) и $h=15$ мкм (кривая 2); Оже-спектры для ПС кварцевого стекла (г), полированного алмазным порошком («А») и полиритом («П»).

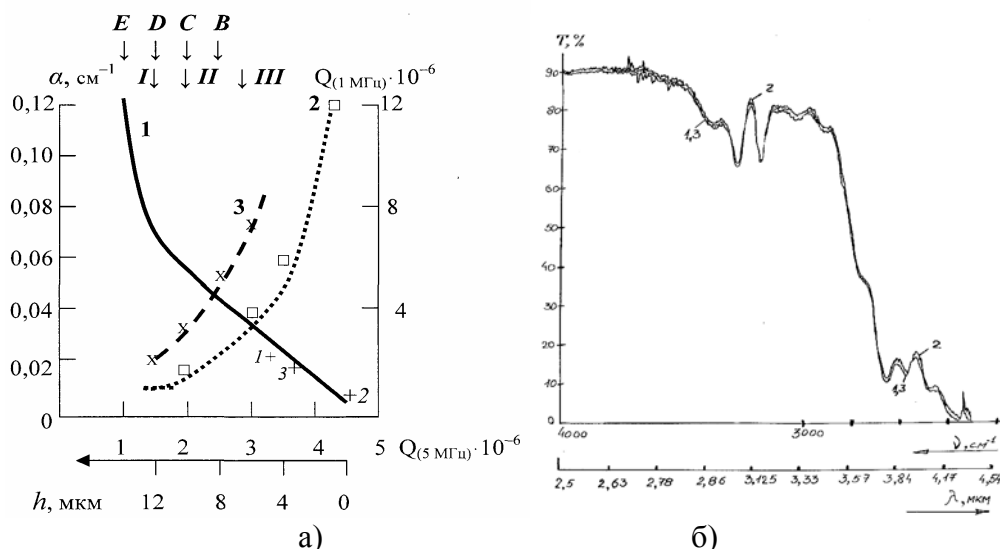


Рис. 4. Зависимость потерь оптического излучения α для кристаллов кварца в ИК области спектра от величины добротности Q (при 5 МГц) (кривая 1), добротности Q (при 1 МГц) от величины дефектов структуры кристалла (кривая 2), соотношению добротности Q (5 МГц) и Q (1 МГц) (кривая 3) (а); ИК спектры пропускания для элементов (1–3), используемых в эксимерных и ионных лазерах (б).

E, D, C, B – стандарт России. I, II, III – категории МЭК

Сопоставим результаты измерений плотности ρ для разных блоков парофазного кварцевого стекла (рис.2,а) и номограмму распределения показателя ослабления УФ излучения μ_λ (рис.2,б). Видно, что плотность $\rho(R)$ парофазного кварцевого стекла не только изменяется по радиусу блока R , но и существенно различается для блоков 1, 2 и блока 3 (рис.1, а). Такое различие можно объяснить различием «фиктивных» температур T для этих блоков парофазного кварцевого стекла, о чем свидетельствует также и значение коэффициента асимметрии A_S для распределения показателя ослабления излучения $N(\mu_\lambda)$ в УФ области спектра для блоков 1, 2, 3 кварцевого стекла (рис.2, б). Причем

среднее значение $\mu_{cp}=5,1 \cdot 10^{-3} (\text{см}^{-1})$ для партии образцов кварцевого стекла, вырезанных из блоков 1, 2, 3 (рис. 2, а) отличается от среднего значения $\mu_{cp}=2,8 \cdot 10^{-3} (\text{см}^{-1})$ для партии образцов, вырезанных из блоков 1,2 на величину, значительно превышающую точность измерения показателя ослабления излучения, равную $5 \cdot 10^{-4} (\text{см}^{-1})$, но не превышающую значение погрешности измерения показателя ослабления излучения $S_{\mu}=3,2 \cdot 10^{-3} (\text{см}^{-1})$.

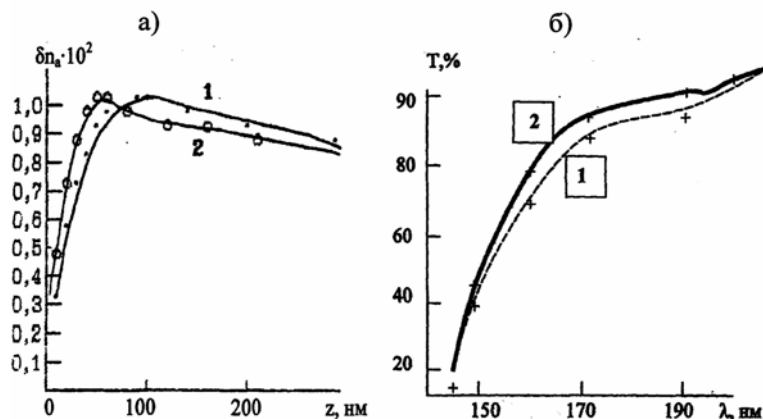


Рис. 5. Изменение величины анизотропии $\delta n_a(z)$ по глубине ПС кристаллического кварца (а) и спектральных характеристик пропускания $T(\lambda)$ в ВУФ области спектра (б) после его полирования (кривая 1) и ионной обработки (кривая 2) в плазме Ar^+ с энергией $E_{\text{Ar}^+}=0,5 \text{ кэВ}$

На суммарную величину потерь излучения в оптических элементах будет влиять также потери излучения в ПС. Из анализа эллипсометрических измерений в видимой и ИК области спектра (рис.3, а–в) следует, что оптический профиль ПС полированного алмазным порошком кварцевого стекла состоит из двух областей: слабоградиентной области (II) глубиной до $d^* \sim 15 \text{ мкм}$ и сильноградиентной области (I) глубиной $d^* \sim 0,5 \div 1,5 \text{ мкм}$.

Если приповерхностная область (I) формируется в процессе полирования стекла и ее глубина определяется составом полирующего порошка (рис.3, г), то слабоградиентная область (II) является частью нарушенного слоя, образованного при шлифовании стекла, и ее толщина уменьшается по мере споллировывания нарушенного слоя.

Экспериментальная проверка величины ошибки в определении показателя ослабления μ вследствие неучета поверхностных потерь излучения проводилась методами спектрофотометрии и эллипсометрии. В качестве образцов сравнения использовался оптический элемент, изготовленный из высокооднородного кварцевого стекла КС–4В толщиной $L=10 \pm 0,1 \text{ мм}$, поверхности которого первоначально обрабатывались по методу ГШП полиритом (образец 1), а затем тот же элемент полировался по методу «float surface» с добавлением в полирующую суспензию диоксида церия (образец 2) (таблица).

Измерения коэффициента пропускания элемента дали следующие результаты: в первом случае $\lg T_1 = -0,0521$ (образец 1), во втором – $\lg T_2 = -0,0482$ (образец 2). Разброс полученных значений μ для одного и того же образца, обрабатываемого на одном станке ЗШП–320 и удовлетворяющего одним и тем же требованиям по классу чистоты (РШ) и точности формы поверхности ($N < 1$), значительно превышает ошибку его измерения фотометрическим методом, которая составила величину $S_{\mu}=5 \cdot 10^{-4}$.

Поскольку значения показателя преломления ПС незначительно отличаются от показателя преломления кварцевого стекла, то при расчете $\alpha_{\text{ПС}}$ предполагалось, что дисперсия показателя преломления в ПС $n(\lambda)$ незначительно отличается от дисперсии $n_0(\lambda)$ кварцевого стекла. Сопоставление значений показателя ослабления излучения в

стекле μ_0 , полученное с учетом поверхностных потерь μ_p , рассчитанных по данным метода эллипсометрии (таблица), показало, что величина поверхностных потерь μ_p соизмерима с потерями оптического излучения в стекле, и неучет их при спектрофотометрических измерениях приводит к завышенным значениям μ по сравнению с истинным значением показателя ослабления излучения в стекле μ_0 .

Для оценки качества кристаллического кварца по данным ИК спектроскопии была установлена взаимосвязь между потерями оптического излучения α для величин добротности Q при частоте 5 МГц (рис.4,а, кривая 1), дефектами структуры h и добротностью Q при частоте 1 МГц (кривая 2) и соотношениями между этими добротностями (кривая 3). Для образцов 1–3 определена категория качества по требованиям МЭК (I, II, III) и России (E , D , C , B) (рис.4, а,б). Впоследствии для образцов 1 и 2 методом эллипсометрии были сопоставлены потери оптического излучения в ВУФ области спектра и величины нарушений анизотропии в ПС кристаллов (рис. 5). Из полученных данных видно, что последующая ионная обработка приводит к уменьшению потерь излучения в ПС элементов ионных и эксимерных лазеров.

Заключение.

В ходе проведенных исследований оптических и физико-химических свойств элементов лазерной техники, выполненных из плавленого и кристаллического кварца, было установлено, что при технологическом контроле внутрирезонаторных элементов ионных и эксимерных лазеров следует учитывать возможность появления позиционной и комбинационной неупорядоченности кремнекислородной сетки, связанной как с технологическими условиями синтеза самого оптического материала, так и с физико-химическими процессами формирования неоднородной структуры поверхностного слоя.

Для объективной аттестации потерь излучения в оптических элементах лазерной техники целесообразно использовать спектроскопические и эллипсометрические методы, позволяющие различать как неоднородность структуры материала оптической детали и связанные с ней потери оптического излучения, так и особенности формирования физико-химических свойств поверхностного слоя и величину потерь излучения, обусловленную наличием шероховатости и поверхностного слоя.

Литература

1. Храмцовский И. А., Разумная М. Л. Применение трехзеркального резонатора в установке для измерения оптических потерь // ОМП. 1983. № 5. С. 38–41.
2. Пшеницын В. И., Храмцовский И. А. Исследование потерь излучения на оптических элементах в зависимости от физических параметров поверхностного слоя // ОМП. 1983. №12. С.5–7.
3. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. – Новосибирск: Наука, 1975. – С. 23.
4. Хирд Т. Измерение лазерных параметров / Пер.с англ. Под ред. Ф.С. Хайзулова. М.: Мир, 1970.
5. Храмцовский И.А., Пшеницын В.И., Каданер Г.И., Кислов А.В. Учет оптических характеристик поверхностного слоя при определении коэффициентов отражения и пропускания прозрачных диэлектриков // ЖПС. 1987. Т.46. № 2. С. 272–279.
6. Амосов А.В., Малышкин С.Ф. Роль дефектов типа «кислородная вакансия» в образовании радиационных центров окраски в кварцевых стеклах // Физика и химия стекла. 1984. Т.10. № 3. С.305–310.

7. Амосов А.В. Новая концепция механизма образования радиационных парамагнитных центров окраски в кварцевых стеклах // Физика и химия стекла. 1983. Т. 9. № 5. С. 569–583.
8. Новиков А.А., Прокопенко В.Т., Храмцовский И.А. Оптические свойства шероховатой поверхности элементов оптоэлектроники // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2004. Вып. 15. С. 73–80.
9. Храмцовский И.А. Эллипсометрия неоднородных слоев и шероховатых поверхностей оптических элементов // Авт. канд. дисс...., СПбГИТМО, 1999, 25.
10. Топорец А.С. Оптика шероховатой поверхности. – Л: Машиностроение, 1988. – 191 с.

ГИДРОЛИЗНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НА ФТОРСОДЕРЖАЩИХ СТЕКЛАХ

В.С. Землянский, А.А. Степанчук, И.А. Храмцовский,
В.И. Пшеницын, М.М. Сычев, А. Туркбоев

В работе представлены результаты комплексного исследования оптических и физико-химических характеристик волноводных поверхностных слоев фторсодержащих силикатных стекол методами волноводной и Оже-спектроскопии. Рассмотрены основные закономерности их изменения в различных средах (вакууме, атмосфере воздуха) и при низкотемпературной термообработки стекла.

Введение

Теоретическая значимость проблемы получения модифицированной структуры поверхностного слоя (ПС) со специально заданными физико-химическими свойствами (например, просветляющие, электропроводящие, антикоррозионные слои и т.п.) путем жидкостного химического травления силикатного стекла определяется многообразием процессов и явлений, происходящих на границе стекла и раствора. Среди них – химические и топохимические реакции, взаимодиффузия ионов и диффузия молекул, адсорбция и ионный обмен, электроповерхностные явления и электродные процессы и многое другое [1–5]. Практическая значимость решения этих проблем непосредственно связана с созданием оптических элементов, выполненных из химически нестойких материалов с физико-химическими свойствами ПС, допускающими нормальное функционирование изделий в условиях, приводящих к эрозии поверхности детали, т.е. с изучением химической устойчивости поверхности оптической детали – способности противостоять разрушающему действию окружающей среды.

Цель настоящей работы состояла в изучении кинетики процесса формирования неоднородной физико-химической структуры волноводного поверхностного слоя на фторсодержащем силикатном стекле при различных внешних воздействиях окружающей среды (атмосферы воздуха, влажной атмосферы, вакуума) и термической обработки современными методами диагностики состояния поверхности оптического элемента: волноводной и Оже-спектроскопией.

Методы и объекты исследования

Поиск волноводного эффекта проводился для всех фторсодержащих силикатных стекол типа ЛК (таблица), относящихся к группе устойчивости "А", кво влажной атмосфере. Оказалось, что волноводный эффект при длине волны излучения $\lambda=0,6328$ мкм присутствует в ПС двух типов стекол: ЛК1 и ЛК6. Причем для ПС стекла ЛК1 наблюдается многомодовый волноводный эффект, а для ПС стекла ЛК6 – одномодовый. Никаких волноводных признаков в ПС стекол ЛК3 и ЛК8 при использовании различных режимов полирования и последующей обработке поверхности детали обнаружено не было.

Таблица. Состав фторсодержащих стекол марки ЛК

Компонент	Молярная доля компонента в стекле марок %			
	ЛК1	ЛК3	ЛК6	ЛК8
SiO ₂	42,41	50,02	49,58	66,07
[F]	38,01	30,11	21,10	21,18
K ₂ O	9,50	9,84	9,41	5,29
B ₂ O ₃	–	9,98	15,47	7,13
Al ₂ O ₃	10,08	–	4,38	0,03
As ₂ O ₃	–	0,05	0,06	–
ZnO	–	–	–	0,3

Вследствие обнаруженной модовой изотропии волноводных ПС, т.е. когда для ТЕ-волны и ТМ-волны излучения модовые показатели преломления равны, т.е. $n_{TE,m} \approx n_{TM,m}$, измерение резонансных углов γ_m ввода излучения в волноводный ПС проводилось только для ТЕ-волны поляризованного света. Измерение спектра модовых показателей преломления $n_m(m)$, где m – номер моды, осуществлялось на эллипсометре ЛЭФ-3М при азимуте поляризатора и компенсатора, обеспечивающих, во-первых, линейную поляризацию для ТЕ-волны падающего излучения; во-вторых, для выполнения условия резонансного возбуждения волноводных мод (РВВМ) был использован призмный ввод излучения в ПС оптического элемента, для которого условие резонанса описывается соотношением

$$n_m = n_p \cdot \sin \left(\beta_p \pm \arcsin \frac{\sin \gamma_m}{n_p} \right), \quad (1)$$

где n_p – показатель преломления стекла призмы, равный $n_p = 1,7491$; β_p – угол при вершине призмы, равный $\beta_p = 1,0367$ рад. Погрешность измерения резонансного угла γ_m на приборе ЛЭФ-3М составила $S_{\gamma_m} = 30''$, что обеспечивало точность определения модового показателя преломления $S_n \leq 1,5 \cdot 10^{-4}$.

Методом волноводной спектроскопии было установлено, что после полирования стекла ЛК1 в водной суспензии полирита, вне зависимости от режимов его обработки, всегда образуется волноводный поверхностный слой с перепадом показателя преломления $\delta n_m = n_m - n_0 \approx (1 \div 15) \cdot 10^{-3}$, где n_0 – показатель преломления в объеме стекла, равный $n_0 = 1,4390$. Спектр модовых показателей преломления $n_m(m)$ может изменяться от условий хранения и последующей технологической обработки оптических элементов. При хранении элементов на воздухе в комнатных условиях с течением времени t увеличивается число мод m и значение модовых показателей преломления n_m (рис.1,а). Прирост абсолютных значений n_m с течением времени хранения замедляется, и в первую очередь для мод низких порядков, залегающих наиболее близко к поверхности, а затем для более глубоких, т.е. с большим номером m . Необходимо также отметить, что для образцов стекла, полированных при различных режимах, модовый состав ПС с течением времени сохраняется. Однако сами значения модовых показателей преломления n_m для различных образцов имеют небольшое различие. Это различие можно объяснить различным физико-химическим состоянием поверхности деталей после полирования.

Как оказалось, процесс изменения оптических параметров ПС может продолжаться в течение длительного времени. В частности, для одного из образцов стекла ЛК1, хранившегося в атмосферных условиях воздуха примерно 2 года, были зафиксированы следующие параметры волноводного ПС: наибольший перепад показателя преломления $\delta n_m \sim 0,02$; глубина слоя $d \sim 28$ мкм; число мод $m = 12$.

Поскольку влага является неперенным участником и катализатором физико-химических процессов взаимодействия атмосферы воздуха с поверхностью оптического элемента, целесообразно сопоставить кинетику изменения оптических параметров волноводных ПС образцов, хранившихся в атмосфере воздуха и в условиях вакуума, т.е. без постоянного доступа влаги. Для этих целей была изготовлена кварцевая кювета, которая перед откачкой воздуха промывалась в спирто-ацетонной смеси, а затем прогревалась для удаления остатков органических соединений и обезгаживания поверхности стенок кюветы. В подготовленную таким способом кювету помещались образцы полированного стекла ЛК1 с волноводным ПС, для которого спектр модовых показателей преломления $n_m(m)$ представлен на рис. 1, б (линия "А"). В дальнейшем производилась откачка воздуха из кюветы до давления остаточных газов $P_{ост.} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ Па, затем кювета отпаивалась и хранилась при комнатной температуре в течение $t \sim 40$ суток.

Изменение оптических параметров волноводного ПС образца, ранее хранившегося на воздухе, после вакуумирования приведены на рис.1,б (линия "Б"). Результатом

вакуумирования является уменьшение значений модовых показателей преломления n_m . При этом наибольшие изменения наблюдаются для мод низких порядков, залегающих наиболее близко к поверхности. По окончании вакуумирования и при хранении образцов на воздухе наблюдается интенсивный рост значений n_m (рис.1, б, линия "В").

Таким образом, при хранении детали в вакууме без постоянного доступа влаги наблюдается резкое замедление развития структуры многомодового волноводного ПС по сравнению со структурой ПС образца, хранившегося сразу после полирования в атмосфере воздуха. При этом происходит трансформация оптического профиля волноводного ПС, проявляющаяся в уменьшении значений модовых показателей преломления n_m для образцов, уже хранившихся на воздухе.

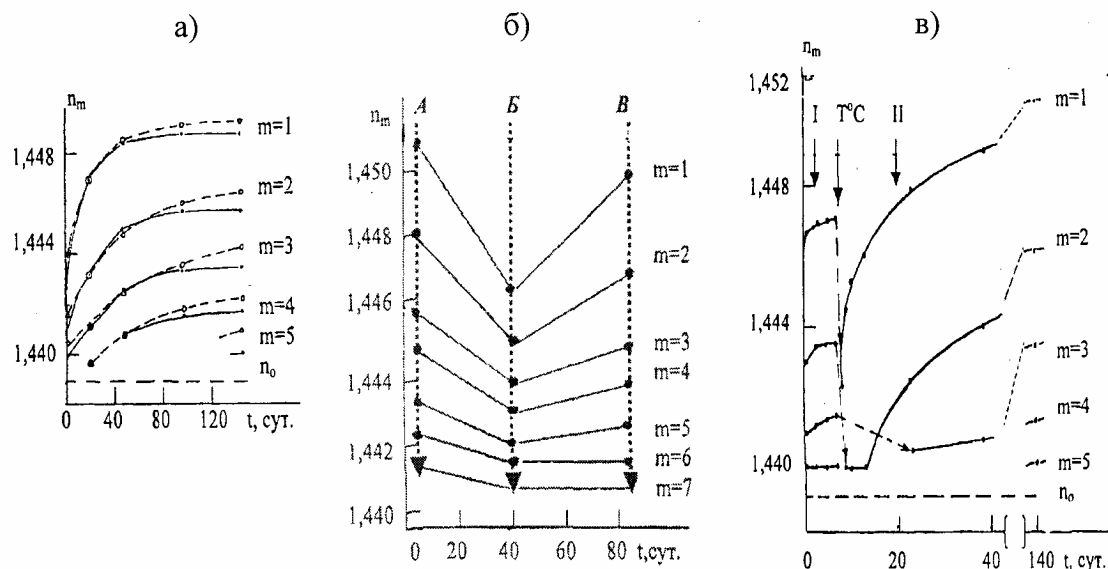


Рис. 1. Изменение спектра модовых показателей преломления волноводного поверхностного слоя стекла ЛК1 при хранении в атмосфере воздуха (а), в вакууме (б), до (I) и после (II) термообработки при $T=250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=3$ часа. (в) (пояснения в тексте).

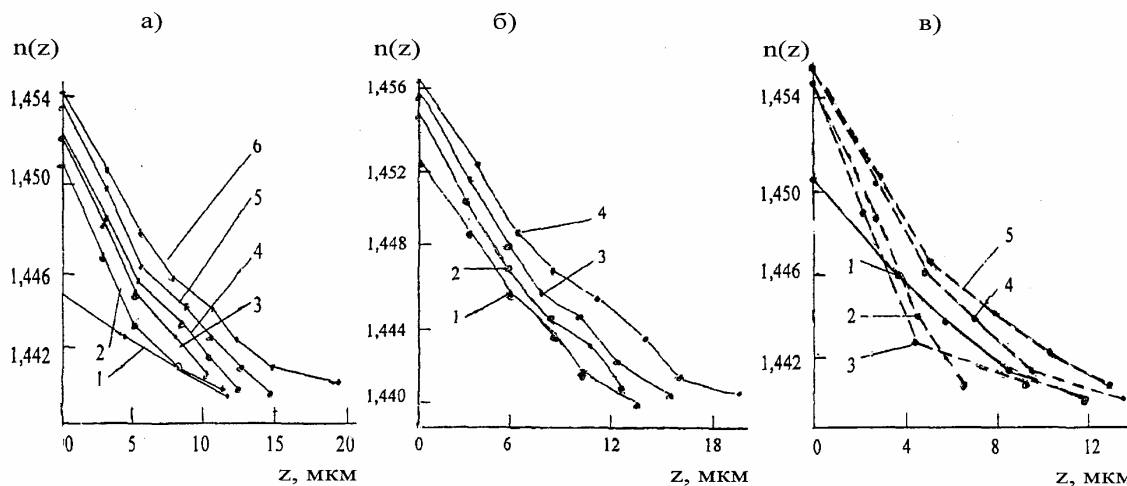


Рис. 2. Изменение оптического профиля волноводного поверхностного слоя стекла ЛК1 с течением времени хранения полированной детали в атмосфере воздуха (а), влажной атмосфере (б), после термообработки (в) при $T=250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=3$ часа. 1 – исходное состояние полированной детали; время хранения t (сутки): а) 2 – 20, 3 – 50, 4 – 150, 5 – 230, 6 – 360; б) 2 – 25, 3 – 100, 4 – 280; в) 2 – 25, 3 – 40, 4 – 140, 5 – 160;

Для удаления адсорбированной и хемосорбированной в ПС влаги производилась термообработка образцов стекла ЛК1 в специальной термоячейке в атмосфере воздуха. При необходимости температура поддерживалась в любом заданном интервале от ком-

натной до $T=300^{\circ}\text{C}$. Время термообработки варьировалось от $t=30$ мин. до нескольких часов. Установлено, что в зависимости от режима термообработки происходит или ослабление, или полное исчезновение волноводного эффекта в ПС стекла ЛК1. В частности, ослабление волноводного эффекта в ПС полированного стекла ЛК1 может проявляться в уменьшении числа мод и значений их модовых показателей преломления как при кратковременном высокотемпературном, так и при продолжительном низкотемпературном отжиге.

На рис.1, в приведен пример влияния процесса нагревания в атмосфере воздуха на оптические характеристики 4-модового волноводного ПС стекла ЛК1. Из представленных данных видно, что изменение во времени модовых показателей преломления n_m на исходной полированной поверхности протекает обычным образом (участок I). Термообработка (момент термообработки на рис.1, в обозначен как " $T^{\circ}\text{C}$ ") приводит к исчезновению всех мод, кроме одной, для которой значение модового показателя преломления $n_{m=1}$ существенно уменьшается. Через сутки появляется вторая мода ($m=2$), через 16 суток – третья мода ($m=3$) и т.д. (участок II). При этом прирост значений δn_m происходит более интенсивно, чем при хранении оптического элемента сразу после полирования.

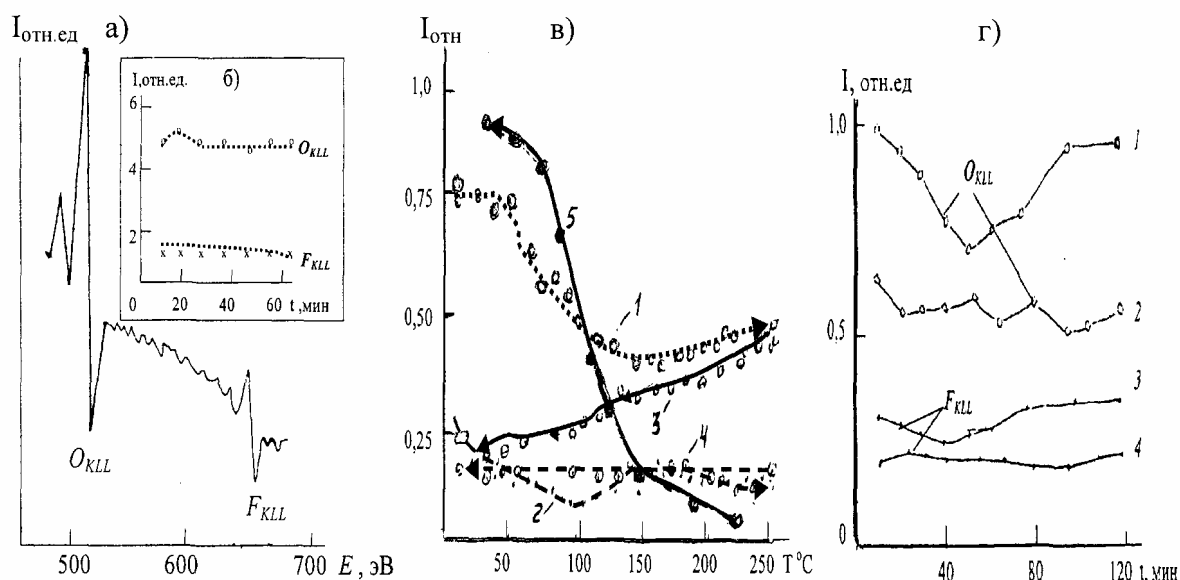


Рис. 3. Линии Оже-спектров кислорода OKLL и фтора FKLL после удаления поверхностного углерода (а), изменение их относительной интенсивности: б) при облучении поверхности стекла ЛК1 электронами; в) изменение интенсивности линий OKLL (1,3) и FKLL (2, 4) при нагревании (1,2) и охлаждении (3, 4) стекла ЛК1; 5 – линия углерода при охлаждении; г) концентрационные профили кислорода (1, 2) и фтора (3, 4) при полировании стекла ЛК1 (1, 3) и после термообработки (2, 4).

В методе волноводной спектроскопии наиболее широко используется приближение Вентцеля–Крамера–Бриллюэна (ВКБ), с помощью которого неразрушающим способом удастся восстановить распределение показателя преломления $n(z_m)$ по глубине волноводного слоя z_m на основе измеренных значений модовых показателей преломления n_m , где m – номер моды. В приближении ВКБ решение волноводного уравнения сводится к выражению вида:

$$\Phi(m) = k_o \int_0^{z_m} \sqrt{(n^2(z) - n_m^2)} dz = \left\{ \arctg b \cdot \left[\frac{(n_m^2 - n_B^2)}{(n^2(0) - n_m^2)} \right]^{1/2} + \pi \cdot \left(m - \frac{3}{4} \right) \right\}, \quad (2)$$

где для ТЕ-волны коэффициент $b=1$, для ТН-волны вычисляется как $b=(n(0)/n_m)^2$; $n(0)$ – значение показателя преломления на границе раздела «внешняя среда – волноводный

слоем». Для описания зависимости $n(z)$ использовалась кусочно-линейная аппроксимация функции:

$$n_l^2(z) = n_k^2 + (n_{k-1}^2 - n_k^2) \cdot (z - z_k) \cdot (z_{k-1} - z_k)^{-1/2}, \quad (3)$$

где k – номер моды, $1 \leq k \leq m$; значение $z_{k-1} < z < z_k$. Определение координат z_k осуществляется путем решения обратной задачи ВКБ на основе измеренного спектра модовых показателей преломления $n_m(m)$. Решение уравнения (2) для этой зависимости дает выражение

$$\sum_{k=1}^m \frac{2 \cdot (z_k - z_{k-1})}{3 \cdot (n_{k-1}^2 - n_k^2)} \cdot [(n_{k-1}^2 - n_m^2)^{3/2} - (n_k^2 - n_m^2)] = \Phi(m) / k_o. \quad (4)$$

На рис. 2 показано изменение вида оптического профиля волноводных поверхностных слоев фторсодержащего стекла ЛК1 при различных условиях хранения. Ранее в [3], на основе экспериментально-теоретического анализа данных, полученных методами эллипсометрии и волноводной спектроскопии, было установлено, что, в общем случае оптический профиль маломодового ПС полированного стекла ЛК1 состоит из двух областей: сильноградиентной приповерхностной области слоя толщиной до $d \approx (2-3)\lambda$, с распределением показателя преломления $n(z)$ по глубине слоя z , близким к экспоненциальному:

$$n^2(z) = n_1^2(z) + [n^2(0) - n_1^2(z)] \cdot \exp(-z / 2d), \quad (5)$$

где $n(0)$ – показатель преломления на границе раздела внешняя среда–ПС; d – характеристическая толщина неоднородного ПС; и слабоградиентной области ПС, толщиной $z \gg \lambda$, с профилем показателя преломления $n_1(z)$, описываемым кусочно-линейной функцией (3).

Поскольку наиболее существенные изменения оптических свойств волноводных ПС стекла ЛК1 происходят в приповерхностной области слоя, что отмечается наибольшими изменениями показателей преломления n_m для мод низких порядков, то для детального анализа влияния процесса термообработки и процесса удаления адсорбированной и хемосорбированной воды с поверхности детали на формирование физико-химической структуры и оптических свойств ПС следует использовать метод Оже-спектроскопии.

Элементный и профильный анализ выполнялся в электронно-ионном спектрометре LHS-10 (Лейбольд–Гереус) с полусферическим энергоанализатором (разрешение $\Delta E/E$ не хуже 10^{-4}). Исследовалась динамика линий кислорода O_{KLL} и фтора F_{KLL} с коэффициентами относительной чувствительности, соответственно, $k_O \sim 0,5$ и $k_F \sim 0,48$. Положение и форма линий O_{KLL} и F_{KLL} в Оже-спектрах в отсутствие линий поверхностного углерода показана на рис.3,а. При выборе оптимальных условий записи Оже-спектров оказалось, что непрерывное облучение расфокусированным электронным пучком с энергией $E_e = 1,8$ кэВ при токе $I = 0,1$ мА в течение $t \sim 60$ мин не приводило к заметному изменению интенсивностей линий фтора и кислорода для образцов, подвергнутых термической обработке (рис. 3, б). В дальнейшем количество дискретных включений электронной пушки подбиралось таким образом, чтобы суммарное время ее работы не превышало 60 мин. Термообработка образцов проводилась внутри вакуумной камеры до температуры $T = 250$ °С со средней скоростью $V_{cp} = 4$ °С/мин., а запись Оже-спектров в режиме производной $N(E')$ начиналась после удаления поверхностного углерода при помощи кратковременного включения ионной пушки в режиме максимальной расфокусировки и скорости сканирования. В дальнейшем, в процессе термообработки, травление образцов ионным пучком не проводилось, т.е. получаемая информация в Оже-спектрах свидетельствует о содержании фтора и кислорода в приповерхностном слое, толщина которого определяется лишь глубиной свободного пробега электронов $L_e \sim 10-20$ Å.

Изменения интенсивностей линий O_{KLL} и F_{KLL} при нагревании элементов и последующем естественном охлаждении приведены на рис. 3, в. Суммарное время этого эксперимента составило $t = 260$ мин. Оказалось, что нагревание элементов при указанных условиях приводит примерно к двухкратному падению интенсивностей линий O_{KLL} (кривая 1) и незначительному уменьшению интенсивности линии F_{KLL} (кривая 2) при наличии характерного минимума интенсивности этой линии при температурах $T=90-120$ °С, что соответствует границам области температур кипения азеотропной смеси ($\text{HF}+\text{H}_2\text{O}$). Процесс естественного охлаждения образца, начиная с температуры $T\sim 230$ °С, сопровождается непрерывной адсорбцией углерода (кривая 5). При этом экранировка углеродом поверхности образца привела к сильному уменьшению интенсивности линии O_{KLL} (кривая 3) и никак не сказалась на интенсивности линий F_{KLL} (кривая 4). Это позволяло высказать предположение о том, что фтор в данном случае не является активным центром адсорбции по отношению к соединениям углерода. Такое предположение согласуется с известным фактом химической инертности фтора по отношению к окислам углерода CO и CO_2 и кристаллическим формам графита, а также иллюстрирует преимущество фреонов по отношению к другим растворителям, применяемым для очистки поверхности оптических элементов.

Результаты профильного Оже-анализа ПС стекла ЛК1 приведены на рис. 3, г. Ионное распыление поверхности проводилось пучком ионов Ar^+ с энергией $E_{\text{Ar}}\sim 3$ кЭв при токе $I_{\text{Ar}}\sim 1$ мА на двух половинах одного образца. При записи спектров во время распыления электронный пучок диаметром ~ 1 мм устанавливался в центре ионного пучка диаметром 5–6 мм. Давление в камере $P_{\text{Ar}}\sim 4,6\cdot 10^{-4}$ Па. Сначала снимался концентрационный профиль кислорода и фтора в исходном состоянии (кривые 1,3), а затем на второй половине образца – после термообработки (кривые 2,4). Весь цикл измерений выполнялся за один прием с использованием многопозиционного держателя образцов. При этом строго соблюдалась идентичность режимов работы электронной и ионной пушек. Поскольку применение ионного травления и нагревания камеры исключает возможность использования одного и того же образца, такая методика не позволяет проводить количественное сопоставление результатов.

Однако, из полученных данных по изменению относительной интенсивности линий O_{KLL} и F_{KLL} качественно можно судить о том, что при термообработке стекла ЛК1 в области ПС толщиной до $d\approx 500$ Å происходит перераспределение концентрационного содержания кислорода и фтора. Если в исходном состоянии (до термообработки) в приповерхностной области наблюдаются относительные минимумы интенсивностей линий O_{KLL} и F_{KLL} (кривые 1, 3), причем особенно выраженный минимум наблюдается для линии кислорода, что свидетельствует о дефиците кислорода и фтора в приповерхностных слоях, доступных для проведения анализа, то термообработка элементов приводит к «подтягиванию» обоих элементов к поверхности и более равномерному распределению концентрации кислорода и фтора по всей этой области ПС. Однако относительная интенсивность этих линий значительно меньше, чем в исходном состоянии.

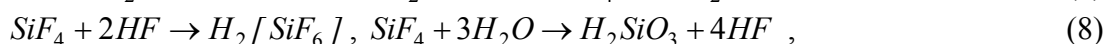
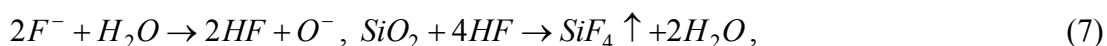
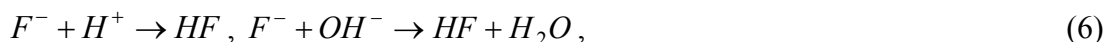
Обсуждение результатов

Из сравнения результатов волноводной и Оже-спектроскопии можно заключить, что оптические параметры конечного физико-химического состояния ПС после термообработки есть результат перераспределения в ПС стекла кислорода и фтора и уменьшения их относительного содержания (рис.3). Что касается промежуточных стадий, то однозначных связей с Оже-экспериментом здесь нет из-за очевидной разницы физико-химических процессов, происходящих в ПС стекла в атмосфере воздуха и в высоком вакууме. В последнем случае наблюдению динамики линий кислорода при охлаждении препятствует адсорбция углерода на поверхности образца. Кроме того, в условиях ва-

куума исключается доступ атмосферной влаги к поверхности образца, и соответствующие концентрационные изменения, происходящие в ПС, развиваются только за счет внутренних ресурсов.

При варке стекол марки ЛК фтор и водород вводится в виде соли KHF_2 , которая плавится с разложением при температуре $T \sim 240^\circ\text{C}$. В силу этого при много бóльшей температуре происходит частичная потеря фтора, которой «улетает» в виде HF и других соединений фтора. Трудно предположить, что аналогичный процесс может происходить при нагревании уже сваренного стекла, тем более в интервале температур, меньшем, чем температура разложения соли. Кроме того, фтор в стекле оказывается связанным с кремнием в виде статистически распределенных центров моно- и дифторидов кремния: SiO_3^-F и SiO_2F^- [5]. Отмечалось также, что при синтезе стекол ЛК фтор может образовывать структурные единицы с Al, B, K, причем связанность каркаса и подвижность фтора во многом определяется соотношением исходных компонентов (таблица).

Механизм возникновения легколетучих соединений фтора при низких температурах связан с проникновением воды (H^+ -ионы, OH^- -ионы, H_3O^+ -комплексы) в ПС стекла из окружающей среды и насыщением ПС различными группами $\equiv\text{Si}-\text{OH}$, т.е с образованием гидратированного слоя. В частности, для стекла ЛК1 представляется вероятным протекание в ПС при комнатной температуре реакций



Поставщиком F^- -ионов для протекания реакций (6),(7) являются структурные единицы калия и алюминия с фтором из объема стекла, а водород отщепляется фтором из адсорбированной влаги воздуха. В результате образуется раствор HF в воде H_2O (7), который существует на поверхности и в ПС стекла (в микротрещинах и порах). С появлением раствора HF становится вероятным прохождение реакции (7), приводящей к появлению летучего вещества SiF_4 . Такая реакция является аутокаталитической и идет некоторое время с самоускорением. Со временем, по мере распространения зоны реакций (6)–(8) в толщу стекла, затрудняется доступ воды и отвод продуктов реакции, т.е скорость реакции замедляется – это соответствует медленному развитию волноводного слоя при длительном хранении. При нагревании на процесс гидролиза может влиять отщепление воды от силанольных группировок стекла, происходящее при $T > 150^\circ\text{C}$. Этот процесс обратим, и восстановление $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ групп начинается при охлаждении.

Однако выделение фторида кремния на поверхности образца по схеме (7) может не происходить, так как в растворе плавиковой кислоты он может взаимодействовать с молекулами HF с образованием хорошо растворимой в воде комплексной кремнефтористоводородной кислоты (8). Сама кислота $\text{H}_2[\text{SiF}_6]$ на стекло не действует, ее соли, фторосиликаты, в основном легко растворимы (кроме солей натрия, калия, бора). В водных растворах SiF_4 гидролизует с образованием кремневой кислоты H_2SiO_3 (8), которая малорастворима в воде, ее соли, силикаты, не растворимы (за исключением хорошо растворимого K_2SiO_3 – жидкого стекла), а образующаяся HF взаимодействует с ($\text{SiO}_2 + \text{SiF}_4$). Суммарный процесс описывается уравнением (9). Поскольку все реакции идут в водном растворе, то все возможные растворимые и нерастворимые реакции в большинстве своем удаляются с каплей влаги. Образование жидкого стекла K_2SiO_3 на поверхности и удаление калия с поверхности может происходить по реакции (10).

В предложенную схему хорошо вписывается кинетика оптических характеристик, наблюдавшаяся при хранении образцов во влажной атмосфере и вакууме. Постоянное присутствие образцов в замкнутом пространстве вблизи точки росы облегчает доступ воды (H^+ -ионы, OH^- -ионы, H_3O^+ -комплексы) в зону физико-химических реакций на начальном этапе хранения и эксплуатации оптического элемента, выполненного из стекла ЛК1 и тем самым способствует развитию волноводного ПС по сравнению с условиями атмосферного воздуха.

Вакуумирование приводит к частичному удалению адсорбированной и хемосорбированной влаги с поверхности и из глубины ПС образца. Развитие реакций (6)–(10) возможно только лишь за счет «воды», оставшейся в структуре ПС.

Заключение

Таким образом, рассмотренный механизм формирования ПС можно считать гидролизным, так как именно скорость реакции взаимодействия фторидных структурных частиц стекла с водой определяет развитие волноводных поверхностных слоев. Из анализа кинетики протекания физико-химических процессов формирования неоднородной структуры ПС такие волноводы было бы правильнее называть «гидролизными», а не «эффузионными».

Учитывая гидролизный характер образования неоднородной структуры поверхностных слоев фторсодержащих стекол, необходимо отметить несоответствие существующей классификации химической устойчивости рассмотренных силикатных стекол с фактическим положением. Здесь все четыре типа стекла в отношении химической устойчивости к влажной атмосфере классифицированы группой "А". Между тем из полученных результатов следует, что стекла типа ЛК1 и ЛК6 взаимодействуют с водой в большей степени, чем два другие (ЛК3 и ЛК8). Это заставляет в дальнейшем разработать новую методологию определения химической устойчивости силикатных стекол, используя при этом эллипсометрические и ядерно-физические методы диагностики физико-химического состояния поверхности элементов оптоэлектроники с волноводными слоями.

Литература

1. Белюстин А.А., Шульц М.М. Взаимодиффузия катионов и сопутствующие процессы в поверхностных слоях щелочносиликатных стекол, обработанных водными растворами // Физика и химия стекла. 1983. Т.9. №1. С.3–27.
2. Белюстин А.А. Современные представления о строении поверхностного слоя стекла взаимодействующего с растворами / Стеклообразное состояние. Под ред. Е.А. Порай-Кошица. 1986. С.118–124.
3. Храмовский И.А., Мишин А.В., Пшеницын В.И. Использование методов эллипсометрии и ВКБ для определения оптического профиля волноводных слоев // Письма в ЖТФ. 1987. Вып.13. С.1230–1235.
4. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л.: Химия, 1986. 152 с.
5. Дюмин А.Н., Кудрявцев Н.В., Лебедев В.М., Мишин А.В., Петрова И.М., Пшеницын В.И., Тер-Нерсисянц В.Е. Особенности формирования приповерхностного слоя фторсодержащих стекол // Физика и химия стекла. 1991. Т.17. №2. С.307–314.

ПСИХОЛОГИЯ ЗРИТЕЛЬНОГО ВОСПРИЯТИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ СВОЙСТВ ОБЪЕКТА В СИСТЕМАХ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

К.Г. Секарин, В.А. Трофимов, Л.П. Шарок

В статье рассматриваются особенности психологического восприятия информации в системах неразрушающего контроля качества изделий основанных на визуальном восприятии объекта. Установленные факты предлагается учитывать при разработке подобного рода устройств с целью повышения достоверности информации об объекте.

Введение

Многие пространственно-распределенные объекты, например, морская или земная поверхности, широкоформатные листовые материалы обладают пространственной неоднородностью отражающих свойств, что дает возможность построить на этой основе визуальные системы качественной и количественной оценки различных их технических характеристик. Такого рода информация позволяет оценить урожайность пахотных земель, экологические характеристики морской поверхности, неоднородность качества тканых и нетканых материалов и многое другое. Визуальные системы контроля качества подразделяются на системы непосредственного наблюдения контролируемых поверхностей невооруженным глазом либо на системы, использующие электрооптическое преобразование информации. И в том, и другом случае в процессе контроля необходимо присутствие оператора, принимающего непосредственное участие в определяющем решении. При вынесении решения особое значение приобретает психология зрительного восприятия информации, при недостаточном внимании к которой со стороны приборостроителей возможны серьезные ошибки с большим отрицательным экономическим эффектом. Анализ этих факторов и выработка рекомендаций, снижающих возможность экономических потерь, являются актуальной задачей.

Анализ психологических факторов зрительного восприятия

В визуальных системах неразрушающего контроля качества изделий обнаруживаемое нарушение качества связано с параметрами регистрируемой глазом световой волны и с психологическими особенностями восприятия их различия. Для различения двух, например, отраженных от контролируемого объекта излучений требуется заведомо большая разница их энергий, чем та, которая обеспечивает обнаружение излучения. При обнаружении различия приращения ощущения должно превышать некоторый порог различения, служащий мерой приращения зрительного ощущения, и пороги восприятия светлоты, цветового тона и насыщенности. Распознавание неоднородности, или отнесение ее к определенной категории, происходит как бы на втором этапе. Оно представляет собой сравнение стимула с той информацией, которая получена о нем ранее и хранится в долговременной памяти в закодированном виде. За процессом сравнения следует принятие решения – выбор из множества актуализированных кодов такого, который в наибольшей степени соответствует данному стимулу. Этот факт важен при определении требований, предъявляемых к оператору-контролеру, и может быть связан с его трудовым стажем и опытом работы в области контролируемого процесса. Первичный анализ стимула и кодирование сигнала осуществляют рецепторные клетки, после чего закодированный сигнал передается по сенсорным нервам к нервному центру в спинном или головном мозгу. Сигнал продолжает путь по спинному мозгу, а затем идет по двум различным путям: один ведет к коре головного мозга через таламус, а другой, более диффузный, проходит через фильтр ретикулярной формации, которая поддерживает кору в бодрствующем состоянии и решает, достаточно ли ва-

жен сигнал, чтобы его расшифровкой занялась кора. Если сигнал будет сочтен важным, начнется сложный процесс, который и приведет к восприятию в собственном смысле этого слова. Этот процесс предполагает изменение активности многих тысяч нейронов коры головного мозга, которые должны будут структурировать и организовать сенсорный сигнал, чтобы придать ему смысл. По мере поступления новых сведений они будут связываться со следами сходных событий, сохранившимися в памяти. Если сигнал оказывается похожим на что-то уже известное, восприятие приводит к узнаванию. В противном случае оно выражается в осознании какого-то нового аспекта реальности, фиксации его в памяти и создании новых следов, которые в свою очередь будут укреплены другими актами узнавания [1].

Органы чувств находятся под непрерывным воздействием раздражителей. Мозгу, который должен перерабатывать получаемые сигналы, может угрожать перегрузка информацией, когда он не успевал бы ее сортировать и упорядочивать, если бы не было регулирующих механизмов, которые поддерживают количество раздражителей на более или менее постоянном приемлемом уровне.

Первый из этих регулирующих механизмов действует в самих рецепторах. Речь идет о сенсорной адаптации, которая осуществляется в рецепторных клетках глаз. Она уменьшает их чувствительность к повторяющимся или длительно воздействующим стимулам. Таким образом, когда раздражение становится постоянным, рецепторы перестают на него реагировать: чем слабее стимул, тем скорее наступает адаптация.

Другой регулирующий механизм находится в основании мозга, в ретикулярной формации. Он вступает в действие в случае более сложной стимуляции, которая не столь важна для той деятельности, которой он в данное время занят. Речь идет о привыкании, когда некоторые раздражители становятся настолько привычными, что перестают влиять на активность высших отделов мозга: ретикулярная формация выполняет функцию фильтра и блокирует передачу соответствующих импульсов, чтобы они не «загромождали» сознание.

Ограничение возможности одновременного восприятия нескольких независимых между собой сигналов, информация о которых поступает из внешней и внутренней среды, связано с основной характеристикой внимания – его фиксированным объемом. Важной и определяющей особенностью объема внимания является то, что он практически не поддается регулированию при обучении и тренировке. Ограниченность объема воспринимаемой и перерабатываемой информации заставляет непрерывно дробить на части поступающую информацию и определять последовательность (очередность) анализа среды. Избирательность внимания, его направление характеризуют две группы факторов. К первой относят факторы, характеризующие структуру внешних раздражителей. К ним причисляются физические параметры сигнала, например интенсивность, поляризация, сложность, новизна или частота его появления. Если в поле восприятия появляется сигнал, обладающий либо большой интенсивностью, чем другие, либо большой новизной, то этот раздражитель автоматически привлекает внимание. Ко второй группе относят факторы, характеризующие деятельность самого оператора. Выбор информации больше всего зависит от потребностей, интересов, эмоционального состояния и актуальности данной информации. [2]

Восприятие обладает такими характеристиками, как константность, предметность, целостность, обобщенность, которые делают его относительно независимым от постоянно изменяющейся среды. Из этих характеристик восприятия в системах неразрушающего контроля особое значение принимает предметность. Предметность перцептивного образа (неоднородности) проявляется в том, что объект воспринимается как обособленное в пространстве и во времени отдельное физическое тело. При этом вся наблюдаемая человеком действительность разделяется на две неравные по значимости части: одна – предмет (неоднородность) – воспринимается как конкретное, четко очерченное, расположенное на переднем плане замкнутое целое, а вторая – фон (контролируемая поверхность, подстилающая среда) – как более аморфное, неопределенное, расположенное позади предмета и

неограниченное поле. Таким образом, воспринимаемая реальность всегда разделяется как бы на два слоя: на фигуру – образ предмета, и фон – образ окружающего предмет пространства. При равных условиях наблюдения поверхность с четкими границами, обладающая меньшей площадью, стремится приобрести статус фигуры, и тогда все, окружающее ее, воспринимается как фон. Границу между фоном и фигурой обычно относят к фигуре, а не к фону, который в общем случае может быть необозримым.

Большое значение имеет степень контрастности: если она мала, то фигура сливается с фоном и остается невоспринятой. Различают два вида контраста: прямой, когда предмет темнее фона, и обратный, когда предмет ярче фона. Количественно величина контраста оценивается как отношение разности яркости предмета и фона к большей яркости,

$$K_{\text{ПР}} = \frac{B_{\text{Ф}} - B_{\text{П}}}{B_{\text{Ф}}}, \quad (1)$$

$$K_{\text{ОБР}} = \frac{B_{\text{П}} - B_{\text{Ф}}}{B_{\text{П}}}, \quad (2)$$

где $B_{\text{Ф}}$ и $B_{\text{П}}$ – яркость фона и предмета.

Оптимальной для достоверного восприятия величина контраста считается равной 0,60–0,95. Для оценки нормальной видимости предметов используется понятие порогового контраста, который равен

$$K_{\text{ПР}} \frac{B_{\text{Ф}} - B_{\text{П}}}{B_{\text{Ф}}}, \quad (3)$$

где $B_{\text{пор}}$ – пороговая разность яркости, т.е. минимальная разность яркости предмета и фона, впервые обнаруживаемая глазом; α – угловой размер наблюдаемого объекта. Для нормальной видимости величина контраста должна быть больше $K_{\text{пор}}$ в 10–15 раз. Предметы с большими размерами видны при меньших контрастах, а при увеличении яркости уменьшается значение порогового контраста.

На условия видимости предметов большое влияние оказывает величина внешней освещенности. В зрительном поле, содержащем несколько объектов, те из них, которые расположены наиболее близко друг к другу, визуально могут восприниматься целостно, как один объект [3].

Важной характеристикой перцептивного образа неоднородности является его обобщенность. Она означает отнесенность каждого образа к некоторому классу объектов, имеющему название в соответствующей классификации, что в значительной степени связано с опытом оператора. По мере расширения опыта восприятия образ, сохраняя свою индивидуальность и отнесенность к конкретной неоднородности, причисляется к все большей совокупности неоднородностей определенной категории, т.е. классифицируется. Именно классификация обеспечивает надежность правильного узнавания объекта независимо от его индивидуальных особенностей и искажений, не выводящих объект за пределы класса. Если объект по отдельным своим качествам отнесен к данному классу, то с определенной вероятностью можно ожидать, что он обладает и другими свойствами, характерными для этого класса.

Между характеристиками восприятия есть сходство, которое придает образу независимость от условий восприятия и искажений. Такая организация восприятия позволяет гибко и адекватно взаимодействовать с объектами исследования.

В системах контроля неоднородности окраски, например, ткани особое значение принимает цветовой контраст, связанный со зрительной индукцией, состоящей в том, что свет, упавший на некоторую площадку сетчатки, вызывает не только ее реакцию, но и действует на участки, расположенные рядом с ней. Реакции участков, находящихся рядом с освещаемой площадкой, могут при этом как усиливаться (положительная индукция), так и ослабляться (отрицательная индукция).

Если хроматическую или ахроматическую фигуру поместить на фон, имеющий тот или иной цвет, то будет наблюдаться цветовой контраст. Так, серая фигура на красном фоне приобретает зеленоватый оттенок, на синем – желтоватый. Желтая фигура на красном фоне зрительно становится зеленоватой, на зеленом – оранжевой, и т.д. В общем случае в результате одновременного контраста индуцируемый цвет сдвигается в сторону наибольшего отличия от индуцирующего: темно-серый цвет темнеет на светлом фоне, желтый на красном зеленеет. Индуцированный цвет приблизительно дополнителен к индуцирующему. Соотношение между цветами можно обозначить как $\Delta\lambda = \lambda_D - \lambda_I$, где λ_I – длина волны излучения, имеющего цвет, неотличимый от индуцированного, а λ_D – от дополнительного к индуцированному. Если эта разность равна нулю, то цвета дополнительные: λ_D и λ_I совпадают. Если значение $\Delta\lambda$ отрицательно, то $\lambda_I > \lambda_D$, и, наоборот, $\lambda_I < \lambda_D$, при положительном значении $\Delta\lambda$.

При последовательном действии на глаз излучений можно наблюдать явление последовательного контраста, которое заключается в том, что зрительное ощущение сохраняется в течение некоторого времени после того, как прекращено облучение сетчатки. Последовательный образ, который остается после непосредственного действия излучения, может быть положительным и отрицательным. Положительные образы возникают тогда, когда в течение короткого времени рассматривается яркий объект. Если после этого закрыть глаза, то появятся светящиеся пятна, которые будут сохраняться в течение нескольких секунд. Если же экспозиция более длительна, формируется отрицательный последовательный образ. Индуцирующий цвет, вызвавший последовательный образ, и индуцируемый цвет образа при последовательном контрасте, как и при одновременном, приблизительно дополнительные. Приблизительная дополнительность цветов соблюдается только вблизи длин волн 500–570 (нм). [4]

Таким образом, психология зрительного восприятия непосредственно влияет на качество работы оператора, а значит, и на результат контроля.

Заключение

Рассмотренные аспекты психологии зрения человека играют важную роль при организации визуального контроля качества изделий. Стремление разработать объективные методы лишь в некоторой степени снижает остроту проблемы контроля. Сравнение эффективности контроля на единицу материальных затрат при визуальном контроле в подавляющем большинстве примеров преобладает перед различными объективными методами и тем самым в значительной степени определяет их широкое применение.

Изложенный материал лишь частично отображает сложность зрительного восприятия окружающего мира, но даже из его основ вытекают рекомендации, существенно снижающие вероятность ошибки принятия правильного решения. При проектировании контролирующей техники и организации технологии визуального контроля учет рассмотренных особенностей психологии зрения человека может существенно повысить надежность и достоверность информации о контролируемом объекте при снижении затрат на его организацию.

Литература

1. Барабанщиков В.А., Взаимосвязь движений глаз и зрительного восприятия: новый методический подход. – М: Наука, 1989.
2. Грановская Р.М. Элементы практической психологии. – Л.: ЛГУ, 1988.
3. Ломов Б.В. Основы инженерной психологии. – М.: Высшая школа, 1986.
4. Шашлов Б.А. Цвет и цветовоспроизведение. – М.: Книга, 1986.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МЕЖИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ ДВОЙНОГО ФТОРИДА НАТРИЯ-ИТТРИЯ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ ЭРБИЯ И ИТТЕРБИЯ

А.М. Ткачук, С.Э. Иванова, Ю.А. Сарычев

Теоретически и экспериментально исследованы кинетики люминесценции и процессы переноса энергии в кристаллах $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ (NYF), активированных эрбием, и кристаллов, соактивированных эрбием и иттербием. Методом модельного квантово-механического расчета рассчитаны микропараметры переноса энергии для кристаллов NYF:Er³⁺ и кристаллов NYF:Er³⁺, Yb³⁺. Определены пути релаксации возбуждения в исследованных кристаллах. В рамках известных теорий переноса энергии получены зависимости скоростей переноса от концентрации эрбия. На основании сопоставления полученных результатов с экспериментальными зависимостями установлены схемы переноса энергии и показано, что основным механизмом, ответственным за перенос энергии в исследованных кристаллах, является мультиполь-мультипольное электростатическое взаимодействие. Показана эффективность процессов cr-conv , возникающих при высоких уровнях накачки излучением лазерных диодов, определены наиболее эффективные пути релаксации энергии возбуждения, ответственные за населенность возбужденных состояний эрбия при импульсном и стационарном ИК возбуждении, что позволяет определить условия для создания инверсной населенности на уровнях потенциальных лазерных переходов в кристалле NYF:Er³⁺.

Введение

Кристаллы $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Nd}^{3+}$ (NYF:Nd³⁺) известны как активная среда, в которой получено лазерное излучение на переходах ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_j$ ($j=11/2$ и $13/2$) с перестройкой длины волны генерации в области 1.04–1.07 мкм [1, 2]. Оптические спектры кристаллов NYF:Nd³⁺ исследованы в [3], где показано, что спектры поглощения и люминесценции представляют собой полосы с неярко выраженной структурой межштарковских переходов. Это позволяет рассматривать кристаллы NYF, активированные редкоземельными ионами (РЗИ) как перспективные активные среды для перестраиваемых твердотельных лазеров.

В настоящее время большой интерес представляют исследования, направленные на создание компактных твердотельных лазеров с cr-conv накачкой. Накачка активных сред по cr-conv схемам возможна:

- в результате последовательного поглощения из основного и возбужденных метастабильных состояний (ступенчатое возбуждение);
- при безызлучательном взаимодействии возбужденных ионов;
- в условиях лавинного возбуждения при накачке излучением с длиной волны, нерезонансной с поглощением из основного состояния, но совпадающей с каким либо переходом из возбужденного метастабильного состояния.

Эффективность cr-conv возбуждения успешно продемонстрирована на ряде активированных РЗИ кристаллов, в том числе на лазерных кристаллах, активированных РЗИ [4]. Для прогнозирования эффективности cr-conv процессов заселения высоких возбужденных состояний РЗИ в кристаллах необходима информация об их спектроскопических свойствах.

Результаты детального исследования внутрицентровых характеристик кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}:\text{Er}^{3+}$ при различных температурах (6, 12 и 300 K) и различных способах возбуждения люминесценции приводятся в работе [3], где определены вероятности переходов, внутрицентровые времена жизни излучательных уровней эрбия, структура

штарковского расщепления уровней эрбия и сделаны оценки вероятностей многофоновых безызлучательных переходов (МФБП) для кристаллов NYF:Er.

В работе [5] показано, что излучательные характеристики кристаллов NYF:Er³⁺ существенным образом зависят от процессов межионного взаимодействия, таких как самогашение и ир-конверсия. Результаты исследования процессов самогашения, излучательной и безызлучательной релаксации возбужденных состояний эрбия в кристаллах NYF:Er³⁺ при низких плотностях накачки изложены в [6, 7]. Показано, что при ир-конверсионной накачке ИК лазерными диодами (LD) кристаллы NYF:Er³⁺ эффективно излучают в видимой области спектра (550 и 650 нм).

В настоящей работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование динамики переноса энергии в кристаллах NYF:Er³⁺, исследованы спектры и кинетика люминесценции серии кристаллов Na_{0,4}Y_{0,6(1-x)}Er_xF_{2,2}, ($x = 0.005-0.15$) при селективном лазерном возбуждении наносекундными импульсами перестраиваемых лазеров. Исследованы спектры люминесценции в кристаллах NYF:Er³⁺, соактивированных ионами Yb³⁺, показана эффективность процессов ир-конверсии при накачке излучением LD.

Структура

Кристаллы двойного фторида натрия-иттрия представляют собой кристаллы с неупорядоченной структурой типа твердых растворов и принадлежат к системе NaF-YF₃. Кристаллы состава 2NaF-3YF₃ имеют формулу Na_{0,4}Y_{0,6}F_{2,2} [2]. Методами рентгенофазового анализа и рентгеноструктурного микроанализа при исследовании различных участков монокристаллов обнаружено незначительное изменение постоянной кристаллической решетки по длине монокристалла a : от 0.5503 до 0.5499 нм для Na_{0,4}Y_{0,6}F_{2,2} [8]. Показано, что соединения с флюоритовой структурой в системе NaF-YF₃ не имеют стехиометрической дистектики и являются твердыми растворами с формулой Na_{0,5-x}Y_{0,5+x}F_{2+2x} [9]. Границам устойчивости существования таких растворов в широком температурном интервале отвечают значения x в диапазоне 0.08–0.12. Кристаллы состава 2NaF-3YF₃, имеющие формулу Na_{0,4}Y_{0,6}F_{2,2}, в дальнейшем будем называть NYF.

При активации кристаллов NYF РЗИ последние изоморфно замещают ионы Y³⁺ и занимают позиции с точечной симметрией S₄. Матрица NYF допускает активацию РЗИ первой половины лантаноидного ряда в высоких концентрациях, так как коэффициент вхождения неодима в кристаллы NYF:Nd³⁺ близок к единице ($K_{Nd} = 0,85$ [10]), а коэффициент вхождения ионов эрбия $K_{Er} = 1$.

Экспериментальная методика

Выращивание, структура кристаллов и контроль концентрации эрбия изложены в работе [3]. Спектрально-кинетические характеристики кристаллов NYF:TR (TR=Er, Yb) исследовались на установках с временным разрешением и селективным лазерным возбуждением при низкой (6 и 12 К) и комнатной температурах с регистрацией ФЭУ и CCD камерой. Для возбуждения люминесценции были использованы экспериментальные установки с импульсными лазерами, излучающими в видимом и ИК диапазонах [6].

Межионное взаимодействие в активированных редкоземельными ионами кристаллах. Выводы теории

Теоретическое рассмотрение процессов переноса энергии проведено в рамках известных теорий переноса энергии, а микропараметры переноса энергии были оценены полуэмпирическим методом квантово-механического расчета (МКМР).

Микропараметры переноса энергии. Подробно метод МКМР описан в работах [11–14], эффективность его применения к активированным РЗИ кристаллам с упорядоченной структурой типа $\text{LiYF}_4:\text{TR}^{3+}$, $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{TR}^{3+}$ продемонстрирована в работах [15–26]. Кратко суть метода состоит в том, что процессы переноса энергии рассматриваются в системе, описываемой совокупностью несмешивающихся волновых функций взаимодействующих ионов. В этом случае вероятность элементарного акта переноса выражается Незолотым правилом №:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \psi | \hat{H}_{ij} | \psi' \rangle \right|^2 \rho(E), \quad (1)$$

где $\hat{H}_{ij}$ – оператор взаимодействия, вызывающего перенос, ψ и ψ' – волновые функции начального и конечного состояний системы, соответственно, $\rho(E)$ – плотность состояний с энергией E . В методе модельного микрорасчета вероятность элементарного акта переноса w_{ab} при взаимодействии ионов a и b представляется в виде

$$w_{ab} = \frac{2\pi}{\hbar} A\nu(i) \sum_f \left| \langle i(a^*b) | \hat{H}_{ij} | f(ab^*) \rangle \right|^2 \tilde{S}(i, f). \quad (2)$$

Здесь a^* – возбужденный ион (донор), b – невозбужденный ион (акцептор), $\langle i(a^*b) |$ и $| f(ab^*) \rangle$ – волновые функции начального и конечного состояний системы, представляющие собой произведения соответствующих волновых функций штарковских подуровней взаимодействующих ионов, $A\nu(i)$ – усреднение по квазиравновесным заселенностям начальных состояний. Величина $\tilde{S}(i, f)$ в случае миграции возбуждения имеет смысл интеграла перекрытия. При нерезонансном переносе энергии с участием фононов величина $\tilde{S}(i, f)$ не является интегралом перекрытия, а характеризует эффективность рождения или уничтожения кванта нормальных колебаний решетки, энергия которых равна расстройке резонанса.

В рассматриваемых здесь процессах передачи возбуждения между примесными ионами одного типа роль доноров (D) и акцепторов (A) играют одни и те же примесные ионы. Скорость элементарного акта переноса при мультиполь-мультипольном (mm) взаимодействии можно представить в виде:

$$w_{ab}(R_k) = C^{dd} R_k^{-6} + C^{dq} R_k^{-8} + C^{qq} R_k^{-10} = \sum_{s=6,8,10} C^{(s)} R_k^{-s}, \quad (3)$$

где R_k – расстояние между взаимодействующими ионами и $C^{(s)}$ – константы (микропараметры), зависящие от типа взаимодействия, вызывающего перенос ($s = 6, 8, 10$, для диполь-дипольного (dd), диполь-квадрупольного (dq) и квадруполь-квадрупольного (qq) взаимодействий), типа иона и свойств кристалла.

В [11–14] получены теоретические выражения для микропараметров переноса $C^{(s)}$ при mm взаимодействии в двух существенно различных случаях: 1) резонансного переноса между идентичными штарковскими уровнями, в результате которого наблюдается миграция энергии ($D^* \rightarrow D$ – донор-донорный перенос; микропараметр миграции $C_{ab}^{(s)}$ обозначим как $C_{DD}^{(s)}$) и 2) резонансного или нерезонансного переноса энергии между различными уровнями, приводящего к самотушению люминесценции с возбужденного уровня, микропараметр самотушения $C_{ab}^{(s)}$ обозначим как $C_{DA}^{(s)}$. При mm взаимодействии в [12] для микропараметров миграции $C_{DD}^{(s)}$ и самотушения $C_{DA}^{(s)}$ получены выражения:

$$C_{DD}^{dd} = \frac{4}{3\hbar} \pi e^4 \frac{S^{D^*} S^D}{(2J_{D^*} + 1)^2 (2J_A + 1)^2} \sum_{i,i'} \bar{n}_i \bar{n}_{i'} \sum_f \tilde{S}(i, f), \quad (4)$$

$$C_{DA}^{dd} = \frac{4\pi}{3\hbar} e^4 \frac{S^{D^*} S^A}{(2J_{D^*} + 1)(2J_A + 1)} \sum_{i,i'} \bar{n}_i \bar{n}_{i'} \sum_f \tilde{S}(i, f). \quad (5)$$

$$C_{DA}^{dq} = \frac{2\pi}{\hbar} e^4 \frac{S^{D^*} \langle 4f | r^2 | 4f \rangle^2}{(2J_{D^*} + 1)(2J_A + 1)} \langle f | c^2 | f \rangle^2 \langle J_{A^*} \| U^{(2)} \| J_A \rangle^2 Z, \quad (6)$$

$$C_{DA}^{qq} = \frac{28\pi}{5\hbar} e^4 \frac{\langle 4f | r_a^2 | 4f \rangle^2 \langle 4f | r_b^2 | 4f \rangle \langle f | c^2 | f \rangle^4}{(2J_{D^*} + 1)(2J_A + 1)} \langle J_D \| U^{(2)} \| J_{D^*} \rangle^2 \langle J_{A^*} \| U^{(2)} \| J_A \rangle^2 Z, \quad (7)$$

соответственно. Здесь мы обозначили: $Z = \sum_{i,j'} \bar{n}_i \bar{n}_{j'} \sum_f \tilde{S}(i, f)$; $\bar{n}_i$ и $\bar{n}_f$ – больцмановские заселенности штарковских уровней соответствующих переходов, $S^{D(A)} = \sum_{i,j} S_{ij}^{D(A)}$ – силы линий переходов в доноре (D^*) или невозбужденном ионе-акцепторе (A). Для узких линий РЗИ величина $\tilde{S}(i, f)$ определяется выражением [27, 28]:

$$\tilde{S}(i, f) = \frac{\Gamma_f / 2}{2\pi \left[(\Delta E_{if})^2 + (\Gamma_f / 2)^2 \right]}. \quad (8)$$

Здесь Γ_f – полная распадная ширина конечного состояния, ΔE_{if} – расстройка резонанса. В случае резонанса $\tilde{S}(i, f) = 1/2\pi\Gamma_i$.

Терм	Процесс	$C_{DA}^{dd} (C_{DD}^{dd})$ $\times 10^{40}$ $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$	$C_{DA}^{dq} \cdot 10^{54}$ $\text{см}^8 \text{с}^{-1}$	$C_{DA}^{qq} \cdot 10^{67}$ $\text{см}^{10} \text{с}^{-1}$
$^4\text{I}_{9/2}$	$(^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2})$	(0.04)		
$^4\text{I}_{9/2}$	$(^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2})$	16.72	2.19	$3 \cdot 10^{-3}$
$^4\text{F}_{9/2}$	$(^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2})$	(3.83)		
$^4\text{F}_{9/2}$	1. $(^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) + 2\hbar\omega$ 2. $(^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}) + 2\hbar\omega$ Сумма по схемам тушения 1-2	$1.5 \cdot 10^{-3}$ $4 \cdot 10^{-5}$ $\Sigma 1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-5}$ $\Sigma 1.4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-6}$ $\Sigma 3 \cdot 10^{-5}$
$^4\text{S}_{3/2}$	$(^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2})$	(1.35)		
$^4\text{S}_{3/2}$	1. $(^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2})$ 2. $(^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2})$ Сумма по схемам тушения 1-2	17.23 1.00 $\Sigma 18.23$	2.11 0 $\Sigma 2.11$	0 0 $\Sigma 0$
$^2\text{G}_{9/2}$	$(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{G}_{9/2})$	(0.15)		
$^2\text{G}_{9/2}$	1. $(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2})$ 2. $(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2})$ 3. $(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}) - \hbar\omega$ 4. $(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}) + \hbar\omega$ 5. $(^2\text{G}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2})$ Сумма по схемам тушения 1-5	0.12 1.73 0.19 1.32 0.05 $\Sigma 3.41$	0.015 0 0.41 3.70 0.38 $\Sigma 8.20$	0 0 0.05 0 0 $\Sigma 0.04$
$^4\text{G}_{11/2}$	$(^4\text{G}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{G}_{11/2})$	(15.3)		
$^4\text{G}_{11/2}$	1. $(^4\text{G}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2})$ 2. $(^4\text{G}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}) : (^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2})$ Сумма по схемам тушения 1-2	5.93 14.70 $\Sigma 20.63$	41.52 75.83 $\Sigma 117.45$	0.93 32.61 $\Sigma 33.54$

Таблица 1. Расчетные значения микропараметров самотушения и *up*-конверсии ($C_{DA}^{(s)}$) в кристаллах NYF:Er³⁺

При нерезонансном однофононном переносе энергии [12] для mt переходов, не имеющих дополнительного запрета по спину, микропараметр донор-акцепторного ($D^* \rightarrow A$) переноса при $d-d$ взаимодействии C_{DA}^{dd} выражается в виде (5). В этом случае

$$\tilde{S}(i, f) = \langle f | \epsilon_k | f \rangle^2 \frac{\rho(\omega_k)}{\Delta E_{if}^2} \left\{ \frac{\bar{n}(\omega_k)}{\bar{n}(\omega_k) + 1} \right\} = \bar{a}(\nu_k) \left\{ \frac{\bar{n}(\omega_k)}{\bar{n}(\omega_k) + 1} \right\}. \quad (9)$$

Здесь $\langle f | \epsilon_k | f \rangle$ – матричный элемент оператора электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), $\rho(\omega_k)$ – фононная плотность кристалла, ω_k – частоты фононов, определяемые условием резонанса $\hbar\omega_k = \Delta E_{if}$, $\bar{n}(\omega_k)$ – среднеравновесное число фононов с энергией $\hbar\omega_k$.

Величина $\tilde{S}(i, f)$ не является интегралом перекрытия. Для кристаллов фторидов она была определена по (9) из экспериментальных данных для скорости самотушения W_{DA} уровня $^4S_{3/2}$ в концентрированных кристаллах LiErF_4 и LiHoF_4 , и получено значение $\bar{a}(\nu_k) = 0.02$, которое мы использовали для расчета скоростей переноса в NYF:Er^{3+} .

Микропараметры переноса энергии для кристаллов NYF:Er^{3+} приведены в табл. 1. Они рассчитаны по формулам (3)–(9) с использованием сил линий, определенных из экспериментально измеренных спектров интегральных сечений поглощения [3], либо рассчитанных методом Джадда-Офельта [30, 31].

Макроскорости переноса энергии. В предположении mt типа взаимодействия между примесными ионами для оценки макроскоростей тушения люминесценции в кристаллах NYF:Er^{3+} с различной концентрацией ионов-активаторов и для определения механизмов, ответственных за самотушение возбужденных уровней эрбия, мы воспользовались выводами теории переноса, развитой в работах [32–37] для системы частиц, в которой роль доноров и акцепторов играют разные ионы (тушение), либо доноры и акцепторы – это одни и те же ионы (самотушение (SQ)).

При произвольных временах и произвольных соотношениях между микропараметрами C_{DD}^{dd} и $\sum C_{DA}^{dd}$ не удастся получить аналитическое выражение для $N_A(t)$. Однако при dd взаимодействии примесных центров известны решения для предельных ситуаций: 1) $\xi \equiv C_{DD}^{dd} / \sum C_{DA}^{dd} \gg 1$ – модель миграционно-ограниченного переноса энергии или прыжковая модель (JM); 2) $\xi \ll 1$ – модель статического неупорядоченного (SDM) или упорядоченного (SOM) распада. Соответственно, ниже индексы J и S в выражениях для скоростей W относятся к JM и SDM/ SOM. В случае JM ($\xi \gg 1$) при dd взаимодействии распад возбужденного состояния при самотушении кинетика люминесценции экспоненциальна на больших временах и следует закону

$$N_A(t) = N_A(0) \exp[-t(\tau_0^{-1} + W_{DA}^J)]. \quad (10)$$

Здесь $N_A(t)$ – населенность возбужденного состояния в момент времени t , $N_A(0)$ – населенность возбужденного состояния при $t = 0$, τ_0 – внутрицентровое время жизни рассматриваемого уровня РЗИ. Для скорости самотушения на дальних стадиях затухания W_{DA}^J в [12] получено выражение:

$$W_{DA}^{SQ} = W_{DA}^J = \frac{4\pi^3 \sqrt{2\pi}}{9} N_A^2 (C_{DA}^{dd} \cdot C_{DD}^{dd})^{1/2}, \quad (11)$$

где N_A – абсолютная концентрация РЗИ в $[\text{см}^{-3}]$. При самотушении в отсутствие миграции ($\xi \ll 1$) и при dd взаимодействии статический неупорядоченный распад (SDM) идет при всех временах по закону [35]

$$N_A(t) = N_A(0) \exp[-t\tau_0^{-1} - \gamma_{dd} t^{1/2}], \quad (12)$$

$$\gamma_{dd} = \frac{4\pi^{3/2}}{3} N_A (C_{DA}^{dd})^{1/2}, \quad (13)$$

Статический неупорядоченный распад при mm взаимодействии характеризуется константами $\gamma^{(s)}$ ($\gamma^{(6)} \equiv \gamma_{dd}$, $\gamma^{(8)} \equiv \gamma_{dq}$, $\gamma^{(10)} \equiv \gamma_{qq}$, ...). Они связаны с $C_{DA}^{(s)}$ выражением

$$\gamma^{(s)} = \frac{4\pi}{3} N_A \Gamma(1-3/s) [C_{DA}^{(s)}]^{3/s}, \quad (14)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера.

Для описания экспериментальной кинетики распада возбужденного состояния в условиях mm -взаимодействий различного типа мы использовали представление:

$$N_A(t) = N_A(0) \Xi(t; W, \alpha_6, \alpha_8, \alpha_{10}), \quad \text{где} \quad (15)$$

$$\Xi(t; W, \alpha_6, \alpha_8, \alpha_{10}) \equiv \exp \left[-t\tau_0^{-1} - Wt - \sum_{s=6,8,10} \alpha_s \gamma^{(s)} t^{3/s} \right]. \quad (16)$$

Здесь α_s – численные коэффициенты, отражающие вес вклада различных мультиполей в вероятность переноса, при отсутствии миграции ($\xi \ll 1$) $W=0$.

В активированных кристаллах, структура которых допускает высокосимметричное распределение примеси в ближайших координационных сферах скорость переноса также можно выразить через микропараметры и решеточные суммы [12]:

$$W_{DA}^S = \sum_{s=6,8,10} x^{S/3} C_{DA}^{(s)} \sum_k R_k^{-s}. \quad (17)$$

Здесь x – относительная концентрация РЗИ – активатора (неодима или эрбия): $x = N/N_Y$, где N – концентрация РЗИ, а N_Y – число позиций Y, доступных для замещения РЗИ.

Таким образом, микропараметры, полученные на основе спектроскопических характеристик РЗИ иона в данной матрице, позволяют определить модель тушения, которая может быть проверена независимым образом при рассмотрении экспериментальных кинетик затухания люминесценции. Результаты такого сравнения для кристаллов NYF: Er^{3+} (0.5 ÷ 15 %) представлены в [6, 7]. Скорости самогашения рассчитаны со значениями микропараметров C_{DD}^{dd} и $C_{DA}^{(s)}$ по (3) – (9), значения решеточных сумм для dd , dq и qq -взаимодействий равны $\sum_k R_k^{-6} = 2.32 \cdot 10^{45} \text{ см}^{-6}$, $\sum_k R_k^{-8} = 1.44 \cdot 10^{60} \text{ см}^{-8}$ и

$$\sum_k R_k^{-10} = 9.24 \cdot 10^{74} \text{ см}^{-10}.$$

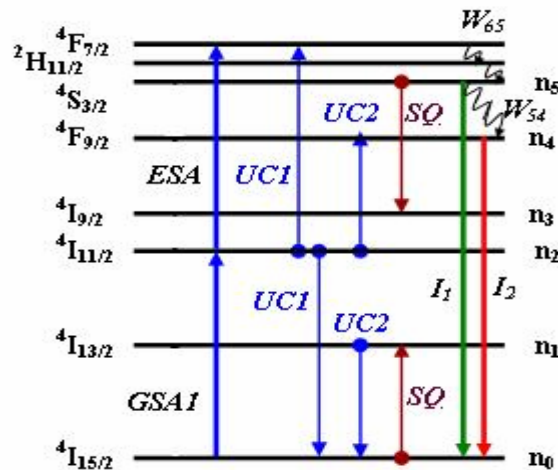


Рис. 1. Схема уровней Er в кристаллах NYF и наиболее вероятные процессы, определяющие населенности уровней $4S_{3/2}$, и $4F_{9/2}$: поглощение из основного состояния GSA, ступенчатое поглощение ESA; безызлучательный перенос с up-конверсией UC1 и UC2, самогашение SQ, безызлучательная релаксация W_{65} и W_{54} ; I_1 – люминесценция в области спектра 550 нм (переход $4S_{3/2} \rightarrow 4I_{15/2}$), I_2 – в области 660 нм (переход $4F_{9/2} \rightarrow 4I_{15/2}$).

Из сравнения результатов экспериментального и теоретического исследования оптических спектров и кинетики затухания люминесценции с уровней эрбия $^4S_{3/2}$, 4I_j ($j = 13/2, 11/2, 9/2$), $^4F_{9/2}$, $^2G(H)_{9/2}$ и $^4G_{11/2}$ при низкой и комнатной температурах в серии кристаллов $NYF:Er^{3+}$ (Er 0.5–15 %) сделаны выводы о путях релаксации энергии возбуждения в кристаллах $NYF:Er^{3+}$ и предложена схема переноса энергии, ответственная за самотушение люминесценции. Показано, что наибольший эффект самотушения люминесценции наблюдается для уровня $^4S_{3/2}$. Процессы, связанные с заселением излучательных уровней $^4S_{3/2}$ и $^4F_{9/2}$, показаны на рис. 1.

Процессы *up*-конверсии в кристаллах $NYF:Er$

Нами проведено экспериментальное и теоретическое исследование процессов *up*-конверсии в кристаллах $NYF:Er$ и $NYF:Er,Yb$. Сделаны оценки микропараметров переноса при нелинейном взаимодействии, приводящем к *up*-конверсии энергии возбуждения, определены максимальные скорости *up*-конверсии в зависимости от концентрации Er.

Микропараметры и макроскорости *up*-конверсии. Выводы теории. Микропараметры нелинейного взаимодействия приводящего к *up*-конверсии энергии возбуждения $C_{DA}^{UC(s)}$ (далее – микропараметры нелинейного взаимодействия) для кристаллов $NYF:Er^{3+}$ были рассчитаны также методом модельного микрорасчета, значения микропараметров и соответствующие кросс-релаксационные схемы представлены в табл. 2. Схема энергетических уровней и наиболее вероятных переходов, ответственных за безызлучательный перенос энергии по *up*-конверсионным схемам, в кристаллах $NYF:Er^{3+}$ приведены на рис. 1 (процессы *UC1* и *UC2*).

Уро- вень	Схема переноса	$C_{DA}^{dd} \cdot 10^{40}$ $см^6 c^{-1}$	$C_{DA}^{dd} \cdot 10^{40}$ $см^6 c^{-1}$	$C_{DA}^{dq} \cdot 10^{54}$ $см^8 c^{-1}$	$C_{DA}^{qq} \cdot 10^{67}$ $см^{10} c^{-1}$
$^4I_{13/2}$	$(^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}):(^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2})$	13.11			
$^4I_{9/2}$	$(^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}):(^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2})$ $(^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}):(^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2})$	0.06	13.65	1.79	$3 \cdot 10^{-3}$
$^4F_{9/2}$	$(^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}):(^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2})$ $(^4I_{11/2}, ^4I_{13/2} \rightarrow ^4F_{9/2}):$ $(^4I_{13/2}, ^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}) - 2h\omega$	3.83	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$7.1 \cdot 10^{-4}$
$^4S_{3/2}$	$(^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}):(^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2})$ $(^4I_{9/2}, ^4I_{13/2} \rightarrow ^4S_{3/2}):$ $(^4I_{13/2}, ^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2})$	1.35	9.26	1.07	0
$^4F_{7/2}$	$(^4F_{7/2} \rightarrow ^4I_{15/2}):(^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{7/2})$ $(^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}):(^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2})$	2.62	1.57	2.36	0.04

Таблица 2. Расчетные значения микропараметров миграции C_{DA}^{dd} и *up*-конверсии ($C_{DA}^{(s)}$) в $NYF:Er^3$

Как было показано в [38], для оценки макроскоростей процессов нелинейного взаимодействия необходимо знать соотношение между микропараметрами миграции C_{DD}^{dd} и микропараметрами нелинейного взаимодействия $C_{DA}^{UC(s)}$, тогда в соответствии с моделью взаимодействия можно оценить макроскорости переноса по формулам теории переноса (10) и (17), в которых в качестве концентрации взаимодействующих ионов фигурирует концентрация возбужденных ионов эрбия N_i^* .

Для расчетов динамики населенностей и стационарных населенностей возбужденных уровней E_r в кристаллах NYF при *up*-конверсионной накачке в качестве параметров *up*-конверсии γ_{ij} были использованы расчетные значения «эффективных скоростей распада» $W_{eff}^{UC}(N_i^*, N_j^*)$, зависящие от интенсивности возбуждения. В зависимости от модели и типа взаимодействия расчет проводился по различным формулам – в прыжковой модели при *dd*-нелинейном взаимодействии по формулам типа (11)

$$W_{eff}^{UC}(N_i^*, N_j^*) = W_J^{UC}(N_i^*, N_j^*) = \frac{4\pi^3 \sqrt{2\pi}}{9} (N_i^* \cdot N_j^*) \cdot (C_{DA}^{UC} \cdot C_{DD}^{dd})^{1/2}, \quad (18)$$

а в модели статического упорядоченного распада при *mm*-нелинейном взаимодействии по формулам

$$W_{eff}^{UC}(N_i^*, N_j^*) = W_{SOM}^{UC}(N_i^*, N_j^*) = \sum_{s=6,8,10} [x_i^* \cdot x_j^*]^{s/6} C_{DA}^{UC(s)} \sum_k R_k^{-s}. \quad (19)$$

Здесь N_i^* и N_j^* – населенность возбужденных состояний i и j , являющихся начальными состояниями кросс-релаксационного перехода, в $[cm^{-3}]$, x_i^* и x_j^* – относительные доли

возбужденных на уровни i и j центров $x_i^* = \frac{N_i^*}{N_{Er}}$ и $x_j^* = \frac{N_j^*}{N_{Er}}$, N_{Er} – концентрация эрбия.

Населенности возбужденных состояний N_i^* и N_j^* и доли возбужденных ионов x_i^* и x_j^* не являются переменными системы уравнений баланса, а играют роль параметров, определяющих начальные условия.

Динамика *up*-конверсионного заселения уровней $^4F_{9/2}$ и $^4S_{3/2}$ эрбия в кристаллах NYF:Er при импульсном ИК возбуждении. Эксперимент и теория. Спектры люминесценции серии кристаллов NYF:Er 0.5–15%, соответствующие переходам с уровней $^4F_{9/2}$ и $^4S_{3/2}$, исследованы с помощью CCD камеры и записаны в области спектра 400–800 нм при селективном *up*-конверсионном импульсном (~15 нс) возбуждении уровня $^4I_{11/2}$, $\lambda_{возб} = 0.98$ мкм. Примеры таких спектров приведены на рис. 2 и 3. Пределы временного разрешения установки составляли от 10 нс до 0.1 с. На рис. 2 представлена серия спектров люминесценции кристалла NYF:Er(5%), в которой каждый спектр записывался в течение временного интервала δt , а время задержки Δt – промежуток времени между окончанием импульса возбуждения и началом записи очередного спектра – указано на оси времени на графике. Временной интервал δt записи спектров, показанных на рис. 2а, равен 50 мкс, $\delta t = \Delta t$. Для спектров, показанных на рис. 2.б, временной интервал δt составлял 500 мкс, $\delta t = \Delta t$. Аналогичные серии спектров люминесценции для кристаллов NYF:Er15% показаны на рис. 3. Временные интервалы δt составляли 100 мкс (рис. 3 а), и 1 мс (рис. 3 б).

Полосы люминесценции в областях спектра 640–680 и 530–570 нм соответствуют переходам с уровней $^4F_{9/2}$ и $^4S_{3/2}$ на основное состояние эрбия $^4I_{15/2}$, соответственно. Непосредственно после окончания импульса возбуждения наблюдается люминесценция с уровня $^4S_{3/2}$ и отсутствует люминесценция с уровня $^4F_{9/2}$ (рис. 2, 3). Населенность уровня $^4S_{3/2}$ возникает вследствие поглощения за время импульса накачки двух квантов возбуждающего света – из основного и из возбужденного состояния – по схеме $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2} \sim ^4S_{3/2}$ с последующей безызлучательной релаксацией $^4F_{7/2} \sim ^4S_{3/2}$ (рис. 1).

Люминесценция с уровня $^4S_{3/2}$ содержит быструю и медленную составляющие. Быстрая связана с распадом заселенных за время импульса центров эрбия, а медленная – с распадом центров, заселенных в результате *up*-конверсии с непосредственно возбужденного лазерным импульсом метастабильного уровня $^4I_{11/2}$ по схеме:



На рис. 4 а–с представлены экспериментальные и расчетные кинетики люминесценции с уровня $^4S_{3/2}$ ($\lambda_{люм} = 550$ нм), полученные в аналитическом виде для образцов

NYF:Er 5%, 10% и 15%. Пунктирные кривые – экспериментальные кинетики, сплошные кривые – кинетики, полученные по формуле $I(t) = I_1 \exp(-t/\tau_1) + I_2 \exp(-t/\tau_2)$, где параметры I_1 , I_2 , τ_1 и τ_2 рассматривались как подгоночные (рис. 4 а–с), они связаны с концентрацией возбужденных на уровень $^4S_{3/2}$ ионов Er. Постоянная времени быстрой экспоненты близка к собственному времени жизни уровня $^4S_{3/2}$ в кристаллах NYF:Er (5%, 10%, 15%), а постоянная времени медленной экспоненты равна примерно половине величины времени жизни уровня $^4I_{11/2}$ ($\tau_2 = 10.2$ мс), что подтверждает участие этого уровня в процессе *up*-конверсии.

Таким образом, при импульсном возбуждении уровня $^4I_{11/2}$ населенность на уровне $^4S_{3/2}$ возникает как вследствие двухступенчатого поглощения, так и вследствие безызлучательного переноса энергии, приводящего к *up*-конверсии по схеме (20). Увеличение параметра I_2 с ростом концентрацией активатора свидетельствует об увеличении вероятности *up*-конверсии.

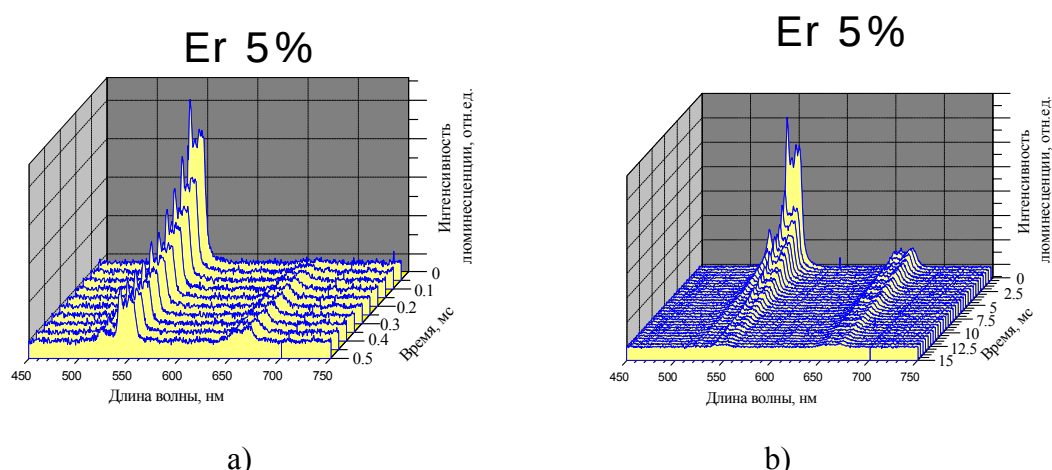


Рис. 2. Спектры люминесценции кристалла NYF:Er(5%). Каждый спектр записывался в течение временного интервала $\delta t = 50$ мкс (а) и 500 мкс (б), промежуток времени между окончанием импульса возбуждения и началом записи очередного спектра (время задержки) Δt – указано на оси времени на графике. Временной интервал δt записи спектров равен шагу времени задержки Δt .

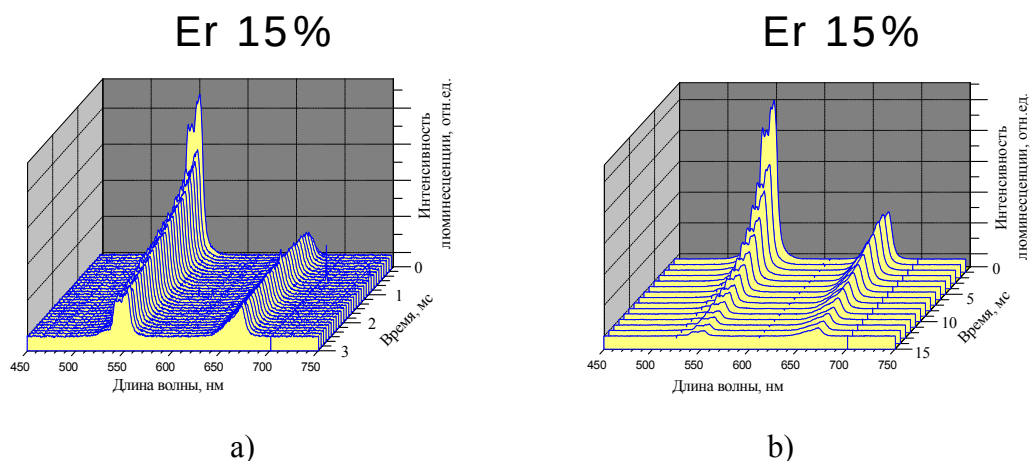


Рис. 3. Спектры люминесценции кристалла NYF:Er(15%). Каждый спектр записывался в течение временного интервала $\delta t = 100$ мкс (а) и 1 мс (б), промежуток времени между окончанием импульса возбуждения и началом записи очередного спектра (время задержки) Δt указан на оси времени на графике. Временной интервал δt записи спектров равен шагу времени задержки Δt .

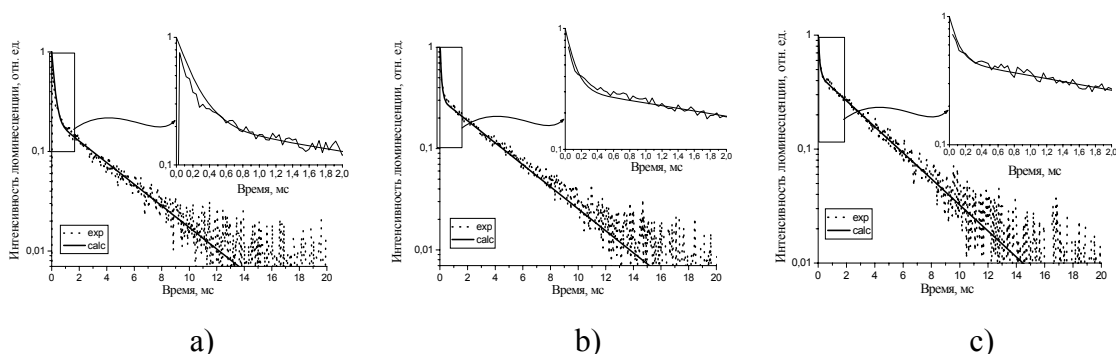


Рис. 4. Экспериментальные (пунктирные кривые) и расчетные (сплошные кривые) кинетики затухания люминесценции с уровня $^4S_{3/2}$ в кристаллах NYF:Er5% (a), NYF:Er10% (b) и NYF:Er15% (c). Подгоночные параметры в зависимости $I(t) = I_1 \exp(-t/\tau_1) + I_2 \exp(-t/\tau_2)$ равны: а) Er5% $I_1 = 0.79$, $I_2 = 0.21$, $\tau_1 = 0.2$ мс, $\tau_2 = 4$ мс. б) Er10% $I_1 = 0.69$, $I_2 = 0.31$, $\tau_1 = 0.1$ мс, $\tau_2 = 4$ мс. в) Er15% $I_1 = 0.55$, $I_2 = 0.45$, $\tau_1 = 0.1$ мс, $\tau_2 = 3.8$ мс

Экспериментальные кривые затухания люминесценции с уровня $^4F_{9/2}$ представлены на рис. 5 (кривые 2). Спектры люминесценции регистрировалась на длине волны $\lambda_{\text{люм}} = 660$ нм, кривые кинетики люминесценции кристаллов NYF:Er5% (a), NYF:Er10% (b) и NYF:Er15% (c) представлены на рис. 5 а–с, соответственно. Кроме того, для сравнения на рис. 5 представлены кривые кинетики люминесценции с уровня $^4S_{3/2}$ (кривые 1).

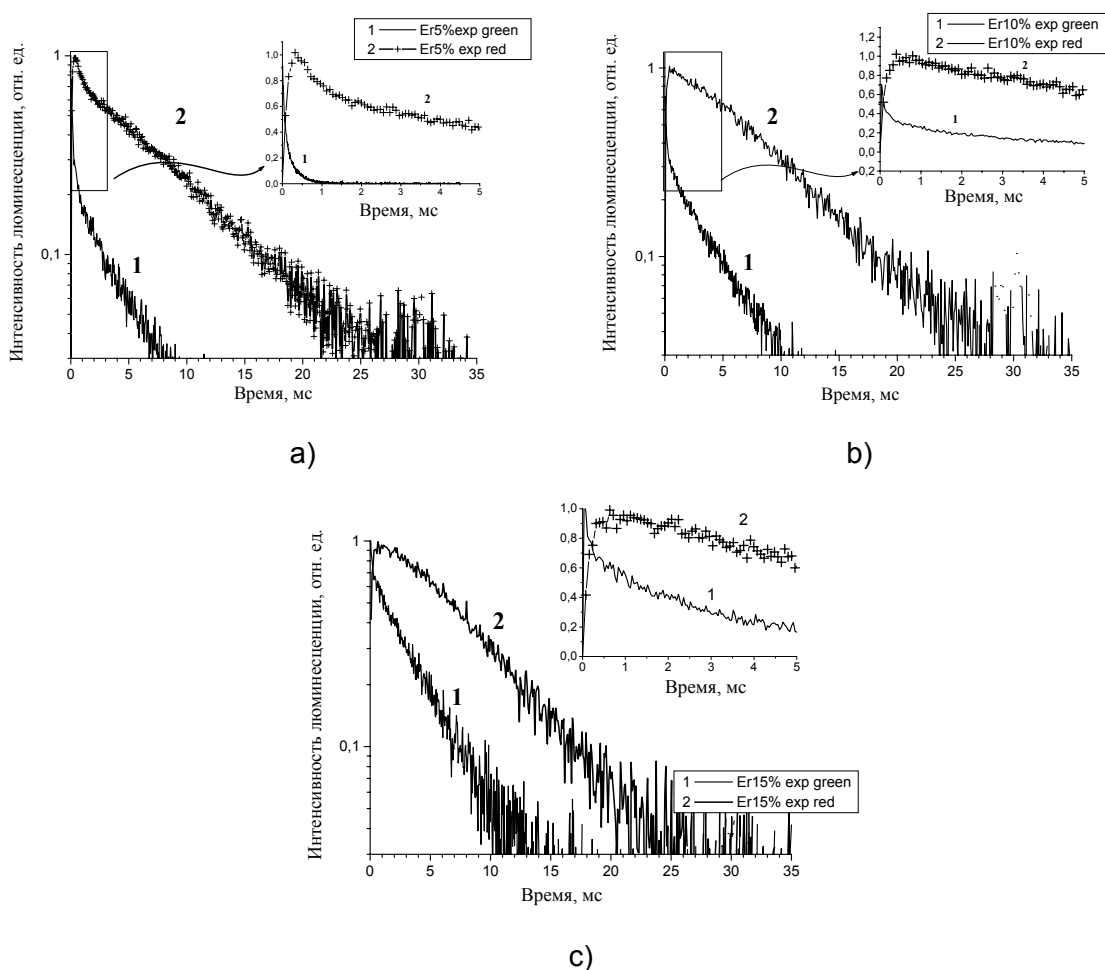


Рис. 5. Экспериментальные кинетики затухания люминесценции с уровня $^4S_{3/2}$ (кривые 1) $^4F_{9/2}$ (кривые 2) в кристаллах NYF:Er5% (a), NYF:Er10% (b) и NYF:Er15% (c). На вставках показаны те же кривые в интервале времени 0-5 мс

Из рис. 5 видно, что люминесценция с уровня ${}^4F_{9/2}$ быстро разгорается после импульса возбуждения, а затем затухает со временем, близким к времени затухания люминесценции с уровня ${}^4S_{3/2}$. Таким образом, возможно, что заселение уровня ${}^4F_{9/2}$ идет за счет безызлучательной релаксации с уровня ${}^4S_{3/2}$. Энергетический зазор между этими уровнями составляет 2940 см^{-1} , и скорость безызлучательной релаксации оценена как 491 с^{-1} ; скорости излучательных переходов ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ и ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ оценены как 692 с^{-1} и 558.6 с^{-1} , соответственно. Однако при таком механизме заселения соотношение между интенсивностями люминесценции с уровней ${}^4S_{3/2}$ и ${}^4F_{9/2}$ не должно зависеть от концентрации примесных ионов. Из анализа спектров люминесценции с временным разрешением (см. рис. 2 и 3) следует, что соотношение между интенсивностями люминесценции с уровней ${}^4S_{3/2}$ и ${}^4F_{9/2}$ $I(\lambda_{\text{люм}} = 660\text{ нм})/I(\lambda_{\text{люм}} = 550\text{ нм})$ растет с увеличением концентрации эрбия. Показано, что заселение уровня ${}^4F_{9/2}$ в образцах с высокой концентрацией эрбия идет как за счет безызлучательной релаксации с вышележащего уровня ${}^4S_{3/2}$, так и вследствие нелинейного безызлучательного взаимодействия. Наиболее вероятно, что *up*-конверсионный перенос энергии идет по нерезонансной схеме (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$):(${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$) + $2h\omega$ с выделением двух фононов.

Таким образом, экспериментальное и теоретическое исследование стационарных спектров, процессов переноса энергии и кинетики затухания люминесценции с излучательных уровней эрбия при их селективном возбуждении наносекундными лазерными импульсами при комнатной и низких температурах показывает, что в зависимости от способа возбуждения в кристаллах NYF:Er даже с низкой концентрацией эрбия (1 %) реализуются различные способы заселения возбужденных уровней эрбия: в результате безызлучательных и излучательных переходов с вышележащих уровней, идущих по каскадной схеме, а также благодаря процессам самотушения (*SQ*), *up*-конверсии возбуждения *UC1* и *UC2*, включая поглощение из возбужденного состояния (рис. 1).

Перенос энергии в кристаллах NYF:Er, соактивированных ионами Yb

Накачка активных сред по *up*-конверсионным схемам возможна в результате как последовательного поглощения из основного и возбужденных метастабильных состояний (ступенчатое возбуждение), так и при безызлучательном взаимодействии возбужденных ионов. Для выяснения роли процессов поглощения из возбужденного состояния и безызлучательного переноса энергии, ответственного за заселение уровней ${}^4S_{3/2}$ и ${}^4F_{9/2}$ эрбия, были исследованы спектры люминесценции кристаллов NYF:Er при стационарном (CW) возбуждении уровня ${}^4I_{11/2}$ излучением InGaAs – лазерных диодов.

Up-конверсионные спектры люминесценции кристаллов NYF:Er при возбуждении CW лазерными диодами. Спектры люминесценции концентрационной серии кристаллов NYF:Er (Er 1-15%) были записаны при стационарном возбуждении уровня ${}^4I_{11/2}$ излучением InGaAs – лазерных диодов ($\lambda_{\text{возб}} = 0.98\text{ мкм}$) и различных плотностях мощности возбуждения. Спектры записаны в области 400-800 нм и показаны на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что с увеличением концентрации эрбия изменяется не только интенсивность люминесценции, но и значительно деформируется вид спектров для резонансных переходов. Относительная интенсивность линий в зеленой области спектра падает, что связано с сильным концентрационным тушением люминесценции с уровня ${}^4S_{3/2}$ и отсутствием концентрационного тушения люминесценции с уровня ${}^4F_{9/2}$. Изменение относительной интенсивности переходов с уровней ${}^4S_{3/2}$ и ${}^4F_{9/2}$ свидетельствует также о том, что при стационарном возбуждении населенность уровня ${}^4F_{9/2}$ в кристаллах с высокой концентрацией эрбия возникает не только благодаря безызлучательной релаксации с уровня ${}^4S_{3/2}$, но и вследствие процессов *up*-конверсии: поглощения из возбужденного состояния ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ и безызлучательного переноса, идущего по схеме (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$):(${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$).

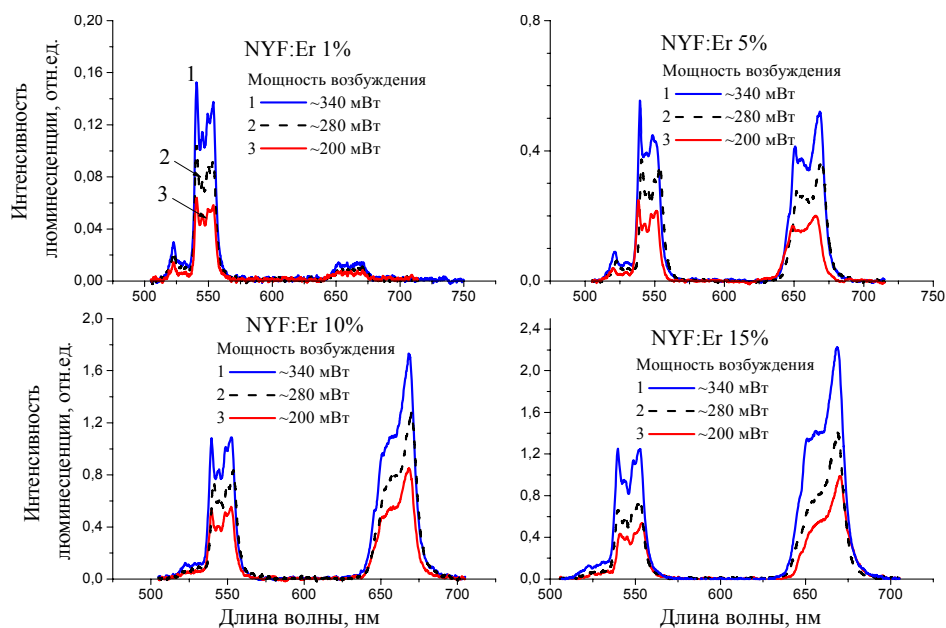


Рис. 6. Зависимости спектров люминесценции концентрационной серии кристаллов NYF:Er (Er 1–15%) от мощности накачки при стационарном возбуждении уровня $^4I_{11/2}$ излучением InGaAs–лазерных диодов ($\lambda_{\text{возб}} = 0.98 \text{ мкм}$). Кривые 1 – при 340 мВт, 2 – 280 мВт, 3 – 200 мВт.

Ур-конверсионные спектры люминесценции кристаллов NYF:Er,Yb при возбуждении CW лазерными диодами. Соактивация кристаллов NYF:Er ионами иттербия увеличивает эффективность процессов ур-конверсии, поскольку энергия уровня $^4I_{11/2}$ эрбия резонансна с энергией уровня $^2F_{5/2}$ иттербия (рис. 7) и возможен эффективный перенос энергии от иттербия к ионам эрбия.

С целью выяснения роли межионного взаимодействия $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ нами были исследованы зависимости спектров люминесценции кристалла NYF:Er,Yb с концентрацией эрбия 1 % и иттербия 5 % от мощности при накачке излучением лазерных диодов в области максимального сечения поглощения иттербия ($\lambda_{\text{pump}} = 957.8 \text{ нм}$), рис. 7. Результаты для спектров излучения в зеленой области, с уровней $^2H_{11/2}$ (520-530 нм) и $^4S_{3/2}$ (540-560 нм) и в красной области спектра, с уровня $^4F_{9/2}$ (640-660 нм) приведены на рис. 8.

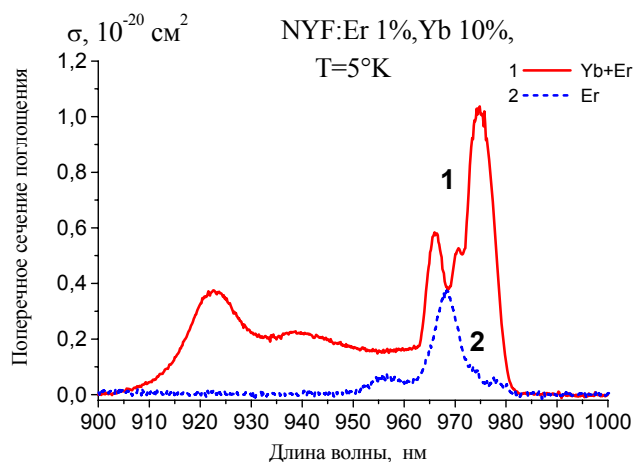


Рис. 7. Спектр поперечных сечений поглощения в кристаллах NYF:Er и NYF:Er,Yb при $T = 5 \text{ К}$ в области переходов $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ в ионе эрбия и $^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$ в ионе иттербия

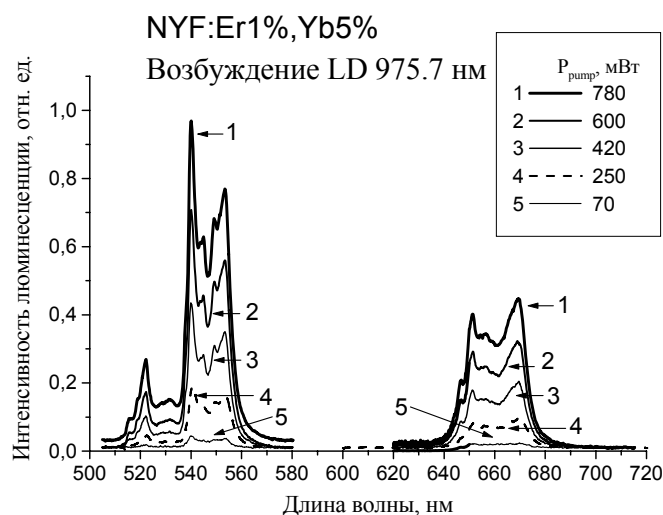
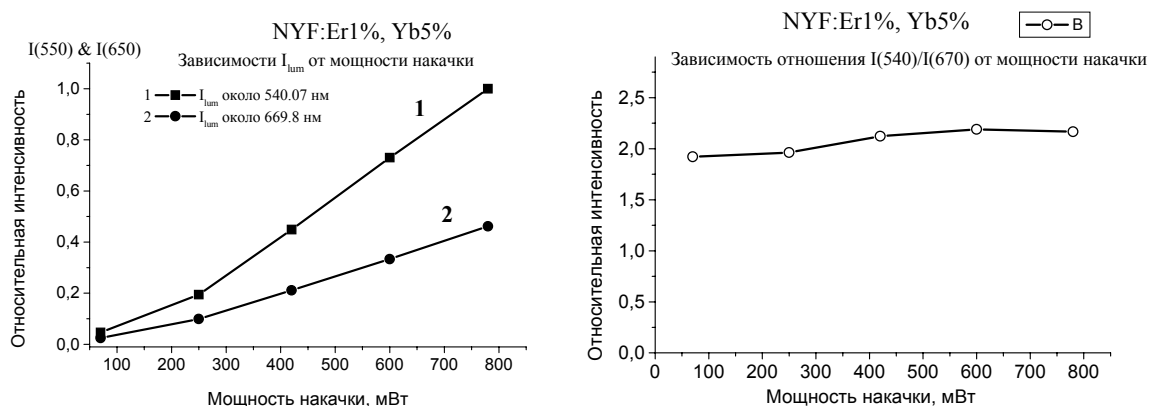


Рис. 8. Up-конверсионные спектры кристалла NYF:Er(1%),Yb(5%) при различной мощности накачки лазерными диодами. 1- 780 мВт, 2- 600 мВт, 3 – 420 мВт, 4 – 250 мВт и 5 – 70 мВт. Длина волны накачки $\lambda_{\text{pump}}=975.5$ нм



a) b)

Рис. 9. Экспериментальные зависимости интенсивности зеленой $I_{\text{lum}}(540 \text{ нм})$, кривая 1, и красной $I_{\text{lum}}(670 \text{ нм})$, кривая 2, полос люминесценции кристаллов NYF:Er(1%)Yb(5%) от мощности ИК ($\lambda_{\text{pump}}=975.5$ нм).накачки (a). b) – зависимость отношения интенсивности полос $I_{\text{lum}}(540 \text{ нм})/I_{\text{lum}}(670 \text{ нм})$ от мощности накачки.

Как видно из рис. 8, с ростом мощности накачки увеличивается интенсивности люминесценции как в зеленой, так и в красной области спектра.

Зависимости пиковых интенсивностей полос люминесценции $I_{\text{lum}}(\lambda_{\text{lum}}=540 \text{ нм})$ и $I_{\text{lum}}(\lambda_{\text{lum}}=670 \text{ нм})$ показаны на рис. 9.

В области мощностей накачки выше 250 мВт зависимости интенсивности люминесценции с уровней $^4S_{3/2}$ и $^4F_{9/2}$ от мощности накачки близки к линейным, причем отношение пиковых интенсивностей $I_{\text{lum}}(\lambda_{\text{lum}}=540 \text{ нм}) / I_{\text{lum}}(\lambda_{\text{lum}}=670 \text{ нм})$ (рис. 9, b)) практически остается постоянным. Это означает, что населенность уровня $^4F_{9/2}$ непосредственно определяется населенностью на уровне $^4S_{3/2}$, который заселяется в результате взаимодействия с ионами иттербия. Далее, релаксация уровня $^4S_{3/2}$ приводит к заселению нижележащего уровня $^4F_{9/2}$.

Таким образом, в кристалле NYF:Er(1%)Yb(5%) при накачке лазерными диодами ($\lambda_{\text{pump}}=975.5$ нм) эффективно заселяется уровень $^4S_{3/2}$ эрбия в результате процессов пе-

переноса энергии, идущих в результате мультиполь-мультипольного по кросс-релаксационным схемам:

- 1) безызлучательный перенос энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$)_{Yb}:($^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$)_{Er}
- 2) поглощение из возбужденного $^4\text{I}_{11/2}$ состояния: ($^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2} \sim ^4\text{S}_{3/2}$)_{Er}
- 3) безызлучательный перенос энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ и up-конверсия, по резонансной схеме: ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$)_{Yb}:($^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$)_{Er} и ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$)_{Yb}:($^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2} \sim ^4\text{S}_{3/2}$)_{Er}.

Заселение нижележащего уровня $^4\text{F}_{9/2}$ идет в результате релаксации населенности на уровне $^4\text{S}_{3/2}$ по схеме $^4\text{S}_{3/2} \sim ^4\text{F}_{9/2}$.

Результаты экспериментального исследования влияния соактивации кристаллов NYF:Er ионами Yb показали, что в кристалле NYF:Er(1%)Yb(5%) при накачке лазерными диодами ($\lambda_{\text{pump}}=975.5$ нм) эффективно заселяется уровень $^4\text{S}_{3/2}$ эрбия в результате процессов переноса энергии, промотируемых мультиполь-мультипольным взаимодействием и идущих по кросс-релаксационным резонансным схемам.

С целью выяснения эффективности переноса энергии в кристаллах NYF:Er,Yb в зависимости от концентрации соактиваторов нами проведены расчеты микропараметров и скоростей переноса. Рассмотрение возможных схем переноса энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ показало, что безызлучательный перенос энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$, идет по резонансной схеме

$$(^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2})_{\text{Yb}}:(^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2})_{\text{Er}}. \quad (20)$$

Для этой схемы были проведены расчеты микропараметров и скоростей переноса.

Микропараметры и макроскорости переноса энергии в кристаллах NYF:Er,Yb. Микропараметры переноса энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ были рассчитаны методом МКМР по формулам (4)–(9) для переноса энергии, идущего по схеме (20). С этой целью из экспериментальных спектров поглощения были рассчитаны значения сил линий соответствующих схеме переходов (20) в ионе иттербия-донора и в ионе акцептора-эрбия. Полученные значения равны $S_d(^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2})_{\text{Yb}} = 1.39 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ и $S_a(^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2})_{\text{Er}} = 0.486 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, соответственно. С этими значениями сил линий получены значения микропараметров переноса C_{DD}^{dd} и C_{DA}^{mm} , приведенные в таблице 3.

Кристалл	$C_{DD}^{dd} (\text{Yb})$ $\times 10^{40}$ $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$	$C_{DD}^{dd} (\text{Er})$ $\times 10^{40}$ $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$	$C_{DA}^{dd} (\text{Yb} \rightarrow \text{Er})$ $\times 10^{40}$ $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$	$C_{DA}^{dq} (\text{Yb} \rightarrow \text{Er})$ $\times 10^{53}$ $\text{см}^8 \text{с}^{-1}$	$C_{DA}^{qq} (\text{Yb} \rightarrow \text{Er})$ $\times 10^{67}$ $\text{см}^{10} \text{с}^{-1}$
NYF:Yb,Er	90.15	1.58	15.82	3.18	6.91

Таблица 3. Расчетные значения микропараметров переноса энергии (C_{DA}^{mm}) в кристаллах NYF:Yb(5%),Er (1%), идущего по схеме (20).

В рассматриваемом случае перенос энергии идет в условиях $\xi = C_{DD}^{dd} (\text{Yb}) / C_{DA}^{dd} (\text{Er}) = 5.7$, т.е. $C_{DD}^{dd} > C_{DA}^{dd}$ и для оценки скорости переноса $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ можно использовать выводы теории переноса для модели миграционно-ограниченного переноса энергии или прыжковой модели (JM):

$$W_{DA}^J = \frac{4\pi\sqrt{2\pi}}{9} N_{\text{Yb}} N_{\text{Er}} (C_{DA}^{dd} \cdot C_{DD}^{dd})^{1/2}, \quad (21)$$

где N_{Yb} и N_{Er} – концентрации ионов Yb и Er, соответственно.

Поскольку в случае переноса между различными примесными ионами отношение ξ может зависеть от соотношения концентраций Yb и Er, был проведен расчет также в модели статического упорядоченного распада (SOM) по формуле, аналогичной (17)

$$W_{DA}^S = \sum_{s=6,8,10} [x_{\text{Yb}} \cdot x_{\text{Er}}]^{s/6} C_{DA}^{(s)} \sum_k R_k^{-s}. \quad (22)$$

На рис. 10 представлены результаты расчета скорости переноса Yb→Er для кристаллов NYF с концентрацией Yb 5 at.% и с концентрацией эрбия 0–2 ат.%, полученные в рамках JM (кривая 1) и SOM (кривая 2). Как показали оценки, обратный перенос Er → Yb идет в рамках SOM ($\xi=0.1$) и скорость обратного переноса W^S существенно ниже (рис. 10, кривая 3), $W_{DA}(Yb \rightarrow Er)/W_{DA}(Er \rightarrow Yb) \sim 2$.

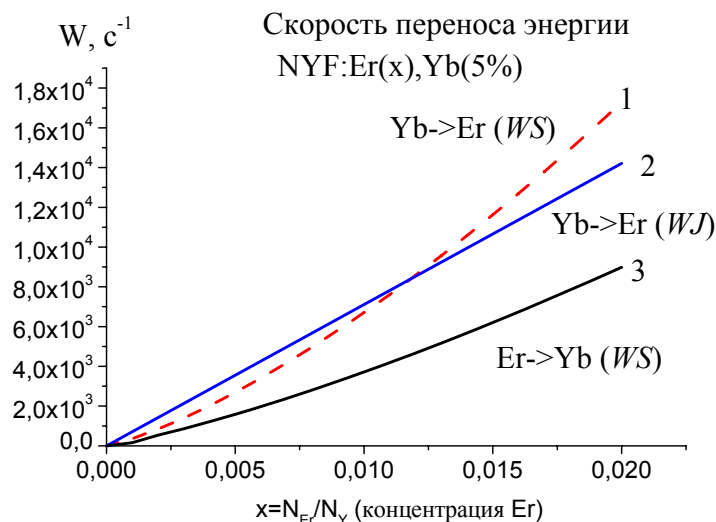
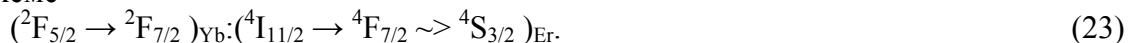


Рис. 10. Расчетные зависимости скорости переноса энергии Yb→Er (кривые 1 и 2) и обратного переноса Er → Yb (кривая 3) в кристаллах NYF:Yb(0.05),Er (x), x – относительная концентрация эрбия, $x=N_{Er}/N_Y$; WS (кривые 1 и 3) – расчет в модели статического распада, WJ (кривая 2) – в прыжковой модели

Таким образом, соактивация кристаллов NYF:Er ионами Yb, с одной стороны, приводит к увеличению поглощения накачки, с другой стороны, увеличивает населенность уровня $^4I_{11/2}$ эрбия, что, в свою очередь, усиливает процесс *up*-конверсии, идущий по схеме



Действительно, в кристалле NYF:Yb(5%)Er(1%) с увеличением плотности мощности накачки (рис. 9) в области поглощения ионов эрбия и иттербия ($\lambda_{возб} = 975.5$ нм) возрастает интенсивность зеленой (540 нм, кривая 1) и красной (670 нм, кривая 2) полос люминесценции.

На основании полученных результатов построена схема переноса энергии в кристаллах NYF:Er,Yb которая отражает наиболее вероятные процессы переноса (рис. 11).

Из полученных результатов следует, что в кристалле NYF с концентрацией Er 1% и Yb 5% при накачке в области 975.5 нм поглощение осуществляется как ионами эрбия (GSA1), так и ионами иттербия (GSA2) в соответствии с сечениями поглощения (рис. 7) и концентрацией соактиваторов. Анализ соотношения скоростей переноса в данном кристалле показывает, что при низкой концентрации Er эффектором самотушения люминесценции с уровней $^4S_{3/2}$ можно пренебречь. В этом случае заселение уровня $^4S_{3/2}$ происходит в результате поглощения из возбужденного состояния $^4I_{11/2}$ и основного процесса *up*-конверсии UC1, а уровень $^4F_{9/2}$ заселяется в результате релаксации уровня $^4S_{3/2}$ (W_{54} и W_{54}) и излучательного перехода $^4S_{3/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$. С увеличением плотности мощности накачки населенность на уровне $^4I_{11/2}$ сначала растет квадратично, затем насыщается, а населенность возбужденного уровня $^4I_{13/2}$ в области низких уровней накачки возрастает пропорционально населенности уровня $^4S_{3/2}$ и с ростом плотности мощности накачки несколько увеличивается за счет процесса *up*-конверсии UC2 (рис. 8).

В результате при соответствующем выборе состава кристаллов и условий накачки возможно создание инверсной населенности на переходах $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ и $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ и, следовательно, получение генерации в видимой области спектра при накачке лазерными диодами.

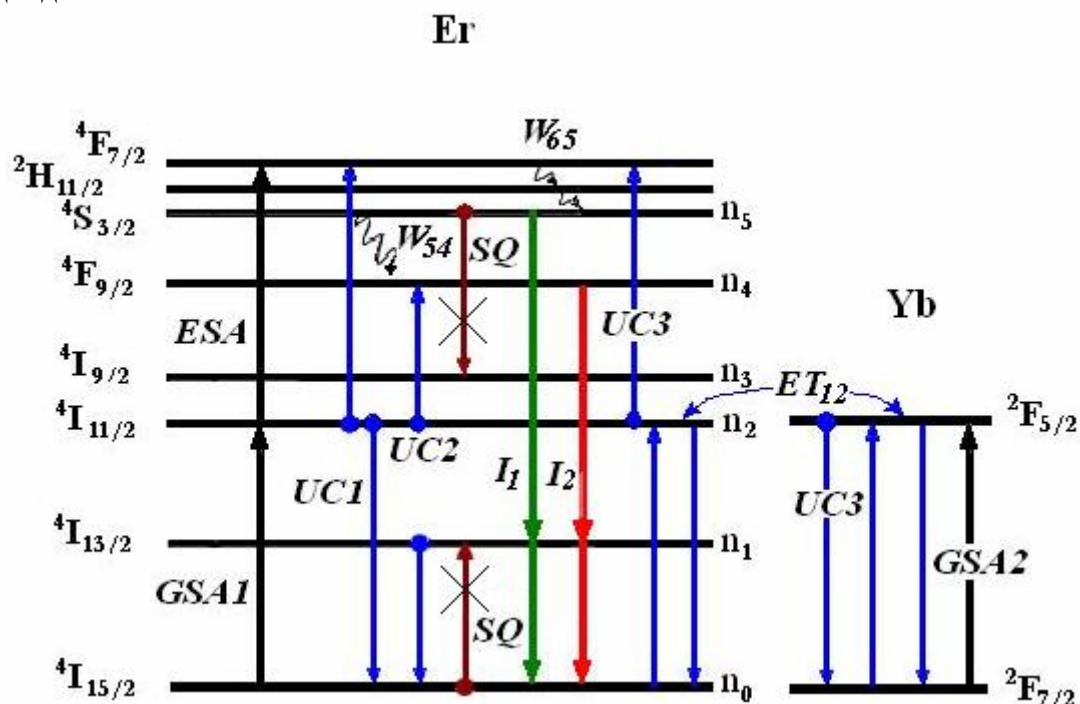


Рис. 11. Схемы уровней ионов Er и Yb в кристаллах NYF:Er(1%),Yb(5%) и наиболее вероятные процессы переноса энергии, определяющие населенности уровней $^4S_{3/2}$ и $^4F_{9/2}$: поглощение из основного состояния эрбия GSA1 (при возбуждении излучением 1.5 мкм) и GSA2 (при возбуждении в области 0.980 мкм), поглощение из основного состояния иттербия GSA3, ступенчатое поглощение ESA1, ESA2, ESA3 в ионах эрбия; безызлучательный перенос с *up*-конверсией UC1, UC2 при взаимодействии Er – Er и UC3 при взаимодействии Yb-Er, перенос энергии Yb $\leftrightarrow$ Er ET₁₂, самотушение люминесценции эрбия SQ, безызлучательная релаксация W₆₅ и W₅₄; I₁–люминесценция эрбия в области спектра 550 нм (переход $^4S_{3/2}$), I₂ – в области 660 нм (переход $^4F_{9/2}$).

Закключение

Проведено теоретическое исследование кинетики люминесценции и процессов переноса энергии в кристаллах $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6(1-x)}\text{Er}_x\text{F}_{2.2}$, ($x = 0.005 - 0.15$). Методом модельного квантово-механического расчета определены микропараметры переноса энергии для кристаллов NYF:Er³⁺ и NYF:Er³⁺,Yb³⁺. Выявлены пути релаксации возбуждения в кристаллах NYF:Er³⁺. В рамках известных теорий переноса энергии получены зависимости скоростей переноса от концентрации эрбия. На основании сопоставления полученных результатов с экспериментальными зависимостями установлены схемы переноса энергии, приводящие к самотушению излучательных уровней эрбия.

Показано, что в зависимости от способа возбуждения и концентрации эрбия заселение возбужденных уровней эрбия в кристаллах NYF:Er³⁺ осуществляется в результате излучательной и безызлучательной внутрицентровой релаксация и межионного взаимодействия, приводящего к самотушению и *up*-конверсии. Соактивация кристаллов NYF:Er³⁺ ионами Yb³⁺ приводит к переносу энергии между примесными ионами Yb $\leftrightarrow$ Er, причем вероятность переноса Yb $\rightarrow$ Er примерно в два раза превосходит скорость обратного переноса.

Основным механизмом, ответственным за перенос энергии в кристаллах NYF:Er и NYF:Er,Yb , является мультиполь-мультипольное электростатическое взаимодействие.

Показана эффективность процессов up-конверсии , возникающих в кристаллах NYF:Er^{3+} и NYF:Er,Yb при высоких уровнях накачки излучением лазерных диодов, определены наиболее эффективные пути релаксации энергии возбуждения, ответственные за населенность возбужденных состояний эрбия при импульсном и стационарном ИК возбуждении, что позволяет определить условия для создания инверсной населенности на уровнях потенциальных лазерных переходов в исследованных кристаллах.

Работа выполнена по проекту целевой программы РНП 2.1.1.1089 и при поддержке INTAS, грант № INTAS 03 - 51 – 4943.

Литература

1. Chou H., Albers P., Cassanho A., Jenssen H.P. // Springer Series in Optical Sciences, 6 (9), 325–327 (1986).
2. Багдасаров Х.С., Каминский А.А., Соболев Б.П. // Кристаллография, 13, 779 (1969).
3. Ткачук А.М., Иванова С.Э., Joubert M.-F., Guyot Y. // Опт. и спектр., 97 (2), 266–285 (2004).
4. Auzel Francois // Chem. Rev. 104, 139–173 (2004).
5. Tkachuk A.M., Ivanova S.E., Joubert M.-F., Guyot Y., and Gapontzev V.P., J. // Alloys and Comp., 380 (1–2), 130–135 (2004).
6. Tkachuk A.M., Ivanova S.E., Joubert M.-F., Guyot Y. // Опт. и спектр., 99 (6), 969–986 (2005).
7. Отчет по НИР № 1089 за 2006 год.
8. Заморянская М.В., Петрова М.А., Семенова Т.С. // Неорганические материалы, 34 (6), 752–757 (1998).
9. Заморянская М.В., Морозова Л.Г., Полетимова А.В. и др. // ЖПС, 55 (6), 1010–1013 (1991).
10. Ткачук А.М., Полетимова А.В., Петрова М.А. и др. // Опт. и спектр. 70 (6), 230–1235 (1991)
11. Перлин Ю.Е., Ткачук А.М., Клокишнер С.И. // Опт. и спектр., 55 (1) 3–6 (1983).
12. Ткачук А.М., Клокишнер С.И., Петров М.В. // Опт. и спектр., 59 (4) 802–811 (1985).
13. Ткачук А.М. // Опт. и спектр., 68 (6) 1324–1336 (1990).
14. Ткачук А.М. // Изв. АН СССР, сер. физ., 49, (10) 1959–1971 (1985).
15. Ткачук А.М., Клокишнер С.И., Полетимова А.В. et al. // Опт. и спектр., 59 (6) 1239–1245 (1985).
16. Ткачук А.М., Клокишнер С.И., Петров М.В. // Опт. и спектр., 60 (5) 983–992 (1986).
17. Ткачук А.М., Клокишнер С.И., Полетимова А.В. et al. // Опт. и спектр. Т. 60 (6) 1201–1210 (1986).
18. Ткачук А.М., Разумова И.К., Жубер М.-Ф., Монкорже Р., Миронов Д.И., Никитичев А.А. // Опт. и спектр. 85 (6) 965–973 (1998).
19. Tkachuk A.M., Razumova I.K., Joubert M.-F., Moncorge R. // SPIE, 3582, 76–82 (1998).
20. Ткачук А.М., Разумова И.К., Мирзаева А.А., Малышев А.В. и Гапонцев В.П. // Оптический журнал, 67 (9) 90–93 (2000).
21. Tkachuk A. M., Ivanova S. E., Joubert M.-F., Guyot Y., Guy S. // J of Luminescence, 94–95, 343–347 (2001).
22. Tkachuk A.M., Razumova I. K., Malyshev, A. V. and Gapontsev V. P. // J. Luminescence, 94–95, 317–320 (2001).
23. Tkachuk A.M., Razumova I. K., Mirzaeva A. A., Novikov G. E., Orlov O. A., Malyshev A. V., and Gapontsev V. P. // SPIE, 4350, 75–80 (2001).

24. Tkachuk, A.M. Mironov I.A., Reiterov V.M., Novikov G.E., Orlov O.A, Pohl H.-J., Steiner R., Edelmann M., and Gapontsev V.P. // SPIE, 2001. V. 4350. P. 81–89.
25. Ткачук А.М., Разумова И.К., Перлин Е.Ю., Жубер М.-Ф., Монкорже Р. // Опт. и спектр., 2001. Т. 90, № 1. С. 88–99.
26. Ткачук А.М., Разумова И.К., Мирзаева А.А., Малышев А.В., Гапонцев В.П. // Опт. и спектр., 92 (1) 73–88 (2002).
27. Болдырев С.И., Думбровяну Р.В., Перлин Ю.Е. // ФТТ, 23, 787–795 (1981).
28. Гамурарь И.Я., Перлин Ю.Е., Цукерблат Б.С. // ФТТ, 11, 1193–1199 (1969).
29. А.М. Ткачук, С.Э. Иванова, М.-F. Joubert, Y. Guyot // Опт. и спектр., 97 (2), 266–285 (2004).
30. Judd B.R. // Phys. Rev., 127, 750 (1963).
31. Ofelt G.S. // J. Chem. Phys., 37, 511 (1962).
32. Inokuti, M.; Hirayama F. J. // Chem. Phys., 43, 1978 (1965).
33. Бурштейн А.И. // ЖЭТФ, 84 (6), 2001-2012 (1983).
34. Burschtein, A.I., Sackun V.P. // Chem. Phys. Lett., 103, 205–208 (1983)
35. Вугмейстер Б.Е. // ФТТ, 25, 2796–2798 (1983).
36. Воронько Ю.К., Мамедов Т.Г., Осико В.В. // ЖЭТФ, 71 (2), 478–496 (1976).
37. Grant J.C.W. // Phys. Rev. B4, 648 (1971).
38. Клокишнер С.И., Ткачук А.М. // Опт. и спектр., 68 (4) 745–752 (1990).

ВЛИЯНИЕ НАНОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Е.А. Коншина, М.А. Федоров, Л.П. Амосова, Ю.М. Воронин

С помощью метода двулучепреломления исследована фазовая модуляция света в слое нематического жидкого кристалла и влияние нанорельефа ориентирующей поверхности на порог S-эффекта Фредерикса, начальный угол наклона директора, величину фазовой задержки и динамику переориентации директора в электрическом поле.

Введение

Ориентация директора в слое нематического жидкого кристалла (ЖК) определяется конкурирующими процессами объемного и поверхностного взаимодействия молекул ЖК. Топология рельефа поверхности играет ключевую роль в механизме анизотропно-упругого взаимодействия на границе раздела фаз и ориентации молекул в слое ЖК. Взаимодействие (или согласование) ЖК с анизотропной поверхностью представляет собой сложный процесс, на который оказывает влияние не только структура поверхности, но и энергия сцепления на границе раздела фаз. Исследование структуры поверхности и влияние ее на ориентацию молекул и электрооптику ЖК представляет интерес и для фундаментальной науки, и для развития технологии ЖК устройств различного назначения, включая технологии получения исходной ориентации плоского слоя ЖК в дисплеях [1–3].

Одной из технологий в производстве ЖК-дисплеев, развивающихся в последние годы, является ориентация нематических ЖК с помощью слоев на основе аморфного гидрогенизированного углерода (a-C:H) [4, 5]. Наши исследования показали, что на однородность планарной ориентации ЖК, полученной с помощью слоев a-C:H, существенное влияние оказывает рельеф поверхности электродного слоя [6]. Формирование на поверхности прозрачного электрода периодической анизотропной структуры способствует более согласованному повороту молекул нематика в электрическом поле и повышению фазовой задержки света в слое ЖК и ускорению динамики S-эффекта Фредерикса [7]. Однако процессы, происходящие на границе раздела фаз «нематический ЖК–поверхность с анизотропным рельефом», весьма сложны, и для их объяснения необходимо проведение дополнительных исследований.

Целью этой работы является выяснение влияния нанорельефа поверхности на фазовую модуляцию монохроматического света в слое нематического ЖК и динамику переориентации директора в случае S-эффекта в электрическом поле. Исследования, проводимые в работе, были основаны на использовании метода двулучепреломления, с помощью которого были получены зависимости пропускания и фазовой задержки света от напряжения и определены порог S-эффекта и начальный угол наклона директора, а также изучалась динамика нарастания и спада эффекта.

Фазовая модуляция света в слое нематического ЖК

Электрооптические эффекты Фредерикса, происходящие при приложении электрического или магнитного поля к слою ЖК, обусловлены его упругой деформацией. Основное отличие деформации жидкого кристалла от деформации твердого тела заключается в том, что в ЖК нет растяжения или сжатия слоев при изгибах и поступательного движения частиц при кручении. Это результат проскальзывания одних жидких слоев относительно других. Упругость жидких кристаллов связана с локальным изменением ориентации длинных осей молекул директора ЖК в направлении вектора поля [8].

Для осуществления S-деформации нематического ЖК с положительной оптической анизотропией направления директора у поверхностей, ограничивающих слой ЖК, должны быть параллельны друг другу в отсутствии поля. Порог электрооптического эффекта соответствует напряжению U_{th} электрического поля, при котором начинает изменяться угол наклона директора ЖК θ относительно плоскости подложки. Для S-деформации порог определяется как

$$U_{th} = \pi \frac{\sqrt{K_{11}}}{\sqrt{\Delta\epsilon}} \quad (1)$$

где K_{11} – константа упругости Франка, $\Delta\epsilon$ – анизотропия диэлектрической проницаемости [9].

Одной из важных характеристик ЖК является двулучепреломление. Если направление поляризации падающего на ЖК ячейку света образует некоторый угол β ($\beta \neq 0, \pi/2$) с направлением ориентации молекул на ближайшей к свету подложке, то в общем случае свет, прошедший через ячейку, будет эллиптически поляризованным. При приложении к слою ЖК толщиной d электрического поля происходит уменьшение двулучепреломления, наблюдаемого по изменению фазы светового потока, распространяющегося перпендикулярно слою. В результате изменения угла наклона директора θ относительно оси z , параллельной полю, показатель преломления для обыкновенного луча n_o остается неизменным, а для необыкновенного луча показатель n_e уменьшается, стремясь к n_o . Изменение показателя преломления $n(z)$ и оптической анизотропии Δn описывается следующими формулами [10]:

$$n(z) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta(z) + n_e^2 \sin^2 \theta(z)}} \quad (2)$$

$$\Delta n = (1/d) \int_0^d (n(z) - n_o) dz, \quad (3)$$

Разность фаз $\Delta\Phi$ связана с неоднородным изменением показателя преломления $n(z)$ по толщине слоя ЖК для монохроматического света с длиной волны λ соотношением

$$\Delta\Phi = 2\pi d \Delta n / \lambda, \quad (4)$$

Для определения параметров ЖК ячейки в эксперименте рассмотрим плоскую ячейку, в которой молекулы ЖК ориентируются параллельно с начальным углом наклона θ_p . При приложении к ячейке электрического поля напряжением U , величина которого ниже порога S-эффекта, директор ЖК находится в невозмущенном состоянии. Как только напряжение U будет больше U_{th} , молекулы начинают отклоняться в направлении электрического поля. При $U > U_{th}$ угол наклона $\theta(z)$ зависит от внешнего напряжения, и величина фазовой задержки между необыкновенным и обыкновенным лучами после прохождения света через слой ЖК выражается как

$$\Delta\Phi(U) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d [n_e(\theta(z)) - n_o] dz, \quad (5)$$

С повышением напряжения угол $\theta(z)$ увеличивается, а разница фаз двух ортогональных волн постепенно уменьшается. Когда напряжение, приложенное к слою ЖК, будет достаточно высоким, все молекулы должны быть переориентированы перпендикулярно ограничивающим слой плоскостям. Директор ЖК в этом случае будет параллелен направлению вектора электрического поля, а общая фазовая задержка света для двух ортогональных компонент приблизится к нулю.

Максимальное значение фазовой задержки света в слое ЖК $\Delta\Phi_{max}$ будет равно

$$\Delta\Phi_{\max} = 2\pi/\lambda (n_e^{\text{eff}} - n_o) \cdot d \quad (6)$$

где

$$n_e^{\text{eff}} = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_o^2 \cos^2 \theta_p}} \quad (7)$$

Если начальный угол наклона директора θ_p мал, то величина n_e^{eff} сравнима с n_e [9].

Динамика процесса электрооптического отклика ЖК характеризуется временем нарастания τ_{on} и временем спада τ_{off} S-эффекта. τ_{on} соответствует времени изменения угла наклона директора в электрическом поле от начального угла θ_p до 90° и качественно описывается известной формулой [8]

$$\tau_{on} = \frac{4\pi\gamma_1}{\Delta\varepsilon} \frac{d^2}{(U^2 - U_{th}^2)}, \quad (8)$$

где γ_1 – вязкость ЖК. После окончания действия импульса приложенного напряжения происходит процесс релаксации, связанный с возвращением директора в первоначальное положение. Время спада угла наклона директора определяется вязкоупругими свойствами ЖК. После окончания действия электрического поля баланс между упругим и вязким моментами записывается как

$$K_{11} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (9)$$

Решение этого уравнения (при любых θ) дает экспоненциальный спад θ с набором постоянных времени. Распределение угла отклонения директора по координате $\theta(z)$ представляет собой набор собственных функций, затухающих с различными временами. В упрощенном виде для оценки времени спада S-эффекта можно воспользоваться формулой [8]

$$\tau_{off} = \gamma_1 d^2 / \pi^2 K_{11}. \quad (10)$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Для измерения фазовой задержки и динамических характеристик ЖК ячеек была использована электрооптическая система, принципиальная схема которой показана на рис. 1. ЖК ячейку размещали между скрещенными поляризаторами. В качестве источника света использовали He-Ne лазер с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Угол между вектором поляризации падающего луча и исходным направлением директора ЖК $\beta = 45^\circ$. Прошедшее через анализатор излучение регистрировали с помощью фотодиода, сигнал от которого поступал на осциллограф.

Изменение интенсивности регистрируемого излучения связано со значением фазовой задержки следующей формулой:

$$I = I_o \sin^2 2\beta \sin^2 (\Delta\Phi / 2) \quad (11)$$

где I_o – интенсивность падающего на ячейку линейно поляризованного света.

В работе был использован нематический ЖК фирмы Merck BL - 037 с положительной оптической анизотропией $\Delta n = 0.282$ для $\lambda = 589.3$ нм и диэлектрической анизотропией $\Delta\varepsilon = 16.9$. Толщину слоя ЖК варьировали, используя при сборке плоских ЖК ячеек тефлоновые прокладки разной толщины, с помощью которых фиксировали зазор между подложками. Ячейки заполняли ЖК в нематической фазе капиллярным способом при температуре около 60° .

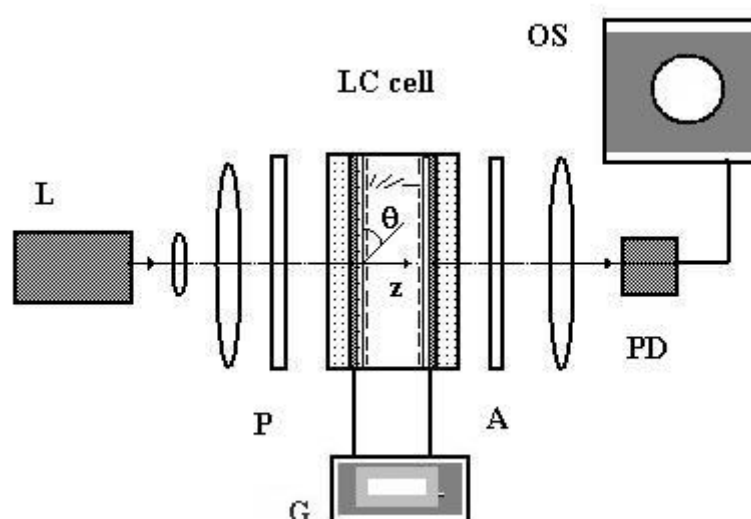


Рис.1. Схема измерения электрооптического отклика ЖК ячеек.
L – He-Ne лазер, LC-cell- ЖК ячейка, А- анализатор; Р – поляризатор,
G - генератор напряжения, PD– фотодиод, OS – осциллограф.

Пропускание света в зависимости от напряжения U измеряли при подаче на ЖК ячейку синусоидального напряжения с частотой 1 кГц. Измерения проводили при комнатной температуре и постоянной интенсивности падающего излучения. Полученные экспериментальные данные были использованы для определения фазовой задержки света, порогового напряжения S-эффекта и начального угла наклона ЖК ячеек. Величину порогового напряжения U_{th} определяли линейной экстраполяцией зависимости $\Delta\Phi(U)$ в области низких напряжений. При высоких напряжениях величина фазовой задержки становится линейной функцией обратного напряжения, поэтому максимальную величину фазовой задержки $\Delta\Phi_{max}$ определяли линейной экстраполяцией зависимости $\Delta\Phi(1/U)$ при $1/U = 0$. Начальный угол наклона директора θ_p в ЖК ячейках находили по значению $\Delta\Phi_{max}$ из расчетной зависимости фазовой задержки от угла наклона директора для определенной толщины слоя ЖК. Величина угла θ_p , полученная этим методом, хорошо совпадает с результатами определения угла наклона директора известным методом вращения ЖК ячейки. Толщину ЖК слоя определяли с помощью метода вращения ЖК ячейки [11]. Результаты определения $\Delta\Phi_{max}$, угла θ_p , порога U_{th} и толщины ЖК слоя d для исследованных ячеек приведены в таблице 1.

Ориентирующая поверхность	d , мкм	U_{th} , В	$\Delta\Phi_{max}/\pi$	θ_p , град.
a-C:H	13.6	2.3	12.9	2
GeO	13.5	0.8	10	35
GeO	13.5	0.7	9.3	22
GeO / a-C:H	12.5	1	11.9	7
GeO / a-C:H	13.5	1.1	12	6
GeO / a-C:H	15.3	1.1	14	0

Таблица 1. Параметры ЖК ячеек

Исследования топологии структуры поверхности слоев, ориентирующих ЖК, проводили с помощью атомно-силового микроскопа, сделанного на основе сканирующей головки «SMENA» фирмы NT-MDT. Микроскоп работал в резонансном режиме «topping mode». В качестве зонда использовались наноразмерные острия, закрепленные на одном из плеч часового камертонного кварцевого резонатора с собственной частотой 32,8 кГц. В качестве поверхностей с анизотропным нанорельефом были использованы слои монооксида германия (GeO), которые получали наклонным напылением в вакууме. На рис. 2а приведено изображение поверхности GeO площадью $2 \times 2 \text{ мкм}^2$.

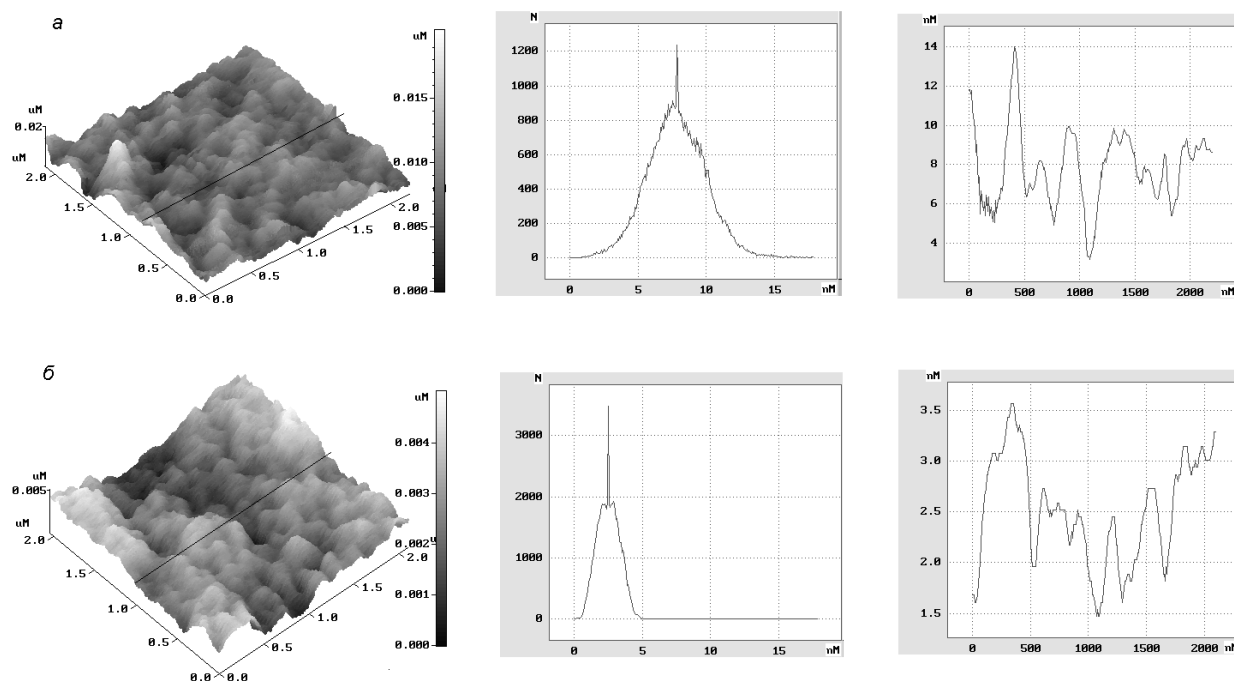


Рис. 2. Изображения рельефа поверхностей GeO (а) и GeO / а-С:Н (б), кривые распределения неровностей рельефа (N) по высоте и профилограммы нанорельефа поверхностей вдоль линии сканирования, соответствующие им (размеры даны в нм)

При осаждении на эту поверхность тонкого слоя а-С:Н происходит сглаживание высоты неровностей рельефа (рис. 2б). На рис. 2а и 2б приведены кривые распределения неровностей по высоте и профилограммы, полученные в результате сканирования вдоль линии, показанной на рисунке трехмерного изображения рельефа. В табл. 2 приведены численные значения параметров нанорельефа исследуемых поверхностей, полученные в результате статистической обработки профилограмм сканирования 256 строк по 256 точек.

Характеристики поверхности	GeO	GeO / а-С:Н
Наибольшая высота неровностей профиля $R_{\max}$, нм	20.3	4.9
Среднее отклонение профиля R_{mean} , нм	7.8	2.5
Среднее арифметическое отклонение профиля R_a , нм	1.7	0.7
Среднее квадратичное отклонение профиля R_q , нм	2.2	0.8

Таблица 2. Параметры нанорельефа поверхностей GeO и GeO / а-С:Н

Уменьшение высоты неровностей нанорельефа поверхности приводило к снижению начального угла наклона директора ЖК. Экспериментально установлено, что угол θ_p в ЖК ячейках с ориентирующим слоем GeO находился в интервале $22\text{--}35^\circ$. В ЖК ячейках с комбинированной поверхностью GeO / а-С:Н (табл. 1) он уменьшался до $0\text{--}6^\circ$ в результате сглаживания нанорельефа поверхности.

В результате осаждения на поверхность GeO слоя а-С:Н наблюдалось повышение порогового напряжения, которое увеличилось от 0.7 В до 1.1 В (табл. 1). В соответствии с формулой (1) величина U_{th} прямо пропорциональна константе упругости Франка K_{11} и обратно пропорциональна анизотропии диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$. Повышение порога эффекта Фредерикса для одного и того же ЖК можно объяснить изменением условий анизотропно-упругого межфазного взаимодействия на границе раздела с поверхностью. Величина порога для относительно гладкой ориентирующей поверхности а-С:Н была выше в два раза по сравнению с U_{th} для поверхности GeO / а-С:Н (табл. 1). Это свидетельствует о влиянии нанорельефа поверхности на порог эффекта.

На рис. 3 приведены зависимости $\Delta\Phi(U)$ для ячеек, имеющих одинаковую толщину слоя ЖК и разные ориентирующие поверхности. Крутой подъем $\Delta\Phi(U)$ (кривая 2) по сравнению с кривой 1 на рис. 3 указывают на более согласованный поворот директора по всей толщине слоя ЖК, включая граничные области, и меньшее противодействие анизотропно-упругим силам на межфазной границе. При уменьшении высоты неровностей нанорельефа в случае осаждения на поверхность GeO тонкого слоя а-С:Н наблюдается увеличение величины фазовой задержки для слоя ЖК такой же толщины.

На рис. 4 приведены экспериментально полученные зависимости $\Delta\Phi(d)$ для ряда ЖК ячеек с ориентирующими поверхностями GeO (кривая 1) и GeO / а-С:Н (кривая 2). В соответствии с формулой (4) при постоянном значении Δn величина фазовой задержки для монохроматического света пропорциональна толщине слоя ЖК. Вместе с тем на рис. 4 можно видеть, что для одной и той же толщины слоя ЖК d величина фазовой задержки выше в ячейках с ориентирующими поверхностями GeO / а-С:Н (прямая 2). Эффект увеличения фазовой задержки света, наблюдаемый при одинаковой толщине слоя ЖК на рис. 4, служит еще одним доказательством влияния анизотропно-упругого межфазного взаимодействия ЖК с поверхностью на фазовую модуляцию света в нематике.

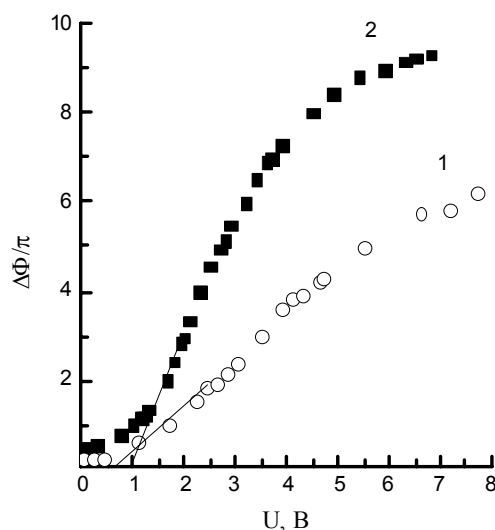


Рис. 3. Зависимости $\Delta\Phi(U)$ для ЖК ячеек с ориентирующими поверхностями GeO (кривая 1) и GeO / а-С:Н (кривая 2)

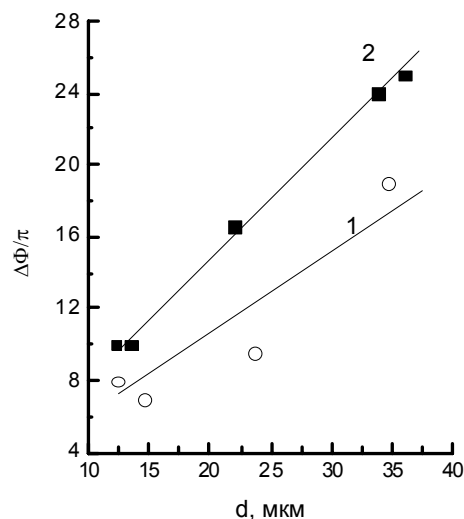


Рис. 4. Зависимости $\Delta\Phi$ (d) для ЖК ячеек с ориентирующими поверхностями GeO (прямая 1) и GeO / a-C:H (прямая 2)

На рис. 5 приведены осциллограммы изменения пропускания в момент нарастания S-эффекта в ячейках с толщиной слоя ЖК, равной 13.5 мкм, при подаче импульса напряжения прямоугольной формы амплитудой 20 В и длительностью импульса 0.5 с. По осциллирующим кривым пропускания можно наблюдать динамику изменения угла наклона директора в слое ЖК, приводящего к изменению двулучепреломления света.

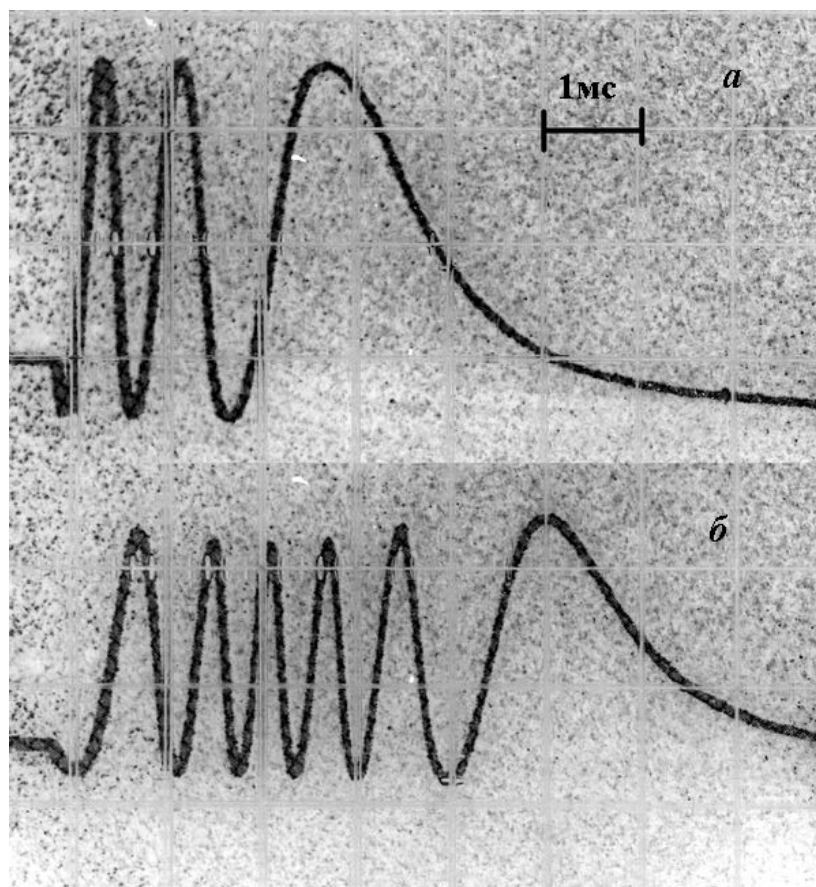


Рис. 5. Осциллограммы нарастания S - эффекта в слое ЖК толщиной 13.5 мкм при подаче импульса напряжения 20В длительностью 0.5с для разных ориентирующих поверхностей: а – для GeO, б – для GeO / a-C:H

Изменение граничных условий, связанное с уменьшением высоты неровностей и сглаживанием нанорельефа поверхности в результате осаждения на поверхность GeO тонкого диэлектрического слоя а-С:Н, привело к удвоению величины фазовой задержки света (которая соответствует количеству экстремумов на кривой) для той же толщины слоя ЖК (рис. 5б). В соответствии с формулой (4) такое изменение $\Delta\Phi$ эквивалентно увеличению толщины слоя в два раза, если считать неизменной величину Δn .

Времена полного нарастания и спада S-эффекта были получены обработкой осциллограмм по уровню пропускания 0.1 и 0.9. Для ячеек с ориентирующими поверхностями GeO и GeO / а-С:Н время τ_{on} составило 7 мс и 8 мс (рис. 5), а время τ_{off} соответствовало 2.8 с и 4 с. Незначительное замедление процесса нарастания S-эффекта в случае взаимодействия ЖК на границе раздела фаз с поверхностью а-С:Н в соответствии с формулой (9) может быть связано с увеличением порогового напряжения.

Процесс релаксации директора ЖК происходит медленно и определяется величиной вязкости, константой упругости и толщиной слоя ЖК в соответствии с формулой (10). Время спада эффекта на три порядка величины больше времени его нарастания. Повышение времени спада эффекта для комбинированной поверхности GeO а-С:Н не удается объяснить в рамках феноменологической теории деформации нематика в электрическом поле. Для изучения динамики процесса релаксации директора в тонком слое ЖК вблизи поверхности и влияния на него анизотропно-упругого межфазного взаимодействия требуется проведение дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Эти исследования следует направить на оценку энергии сцепления на границе раздела фаз и влияния на нее электрических свойств ориентирующей поверхности и ЖК.

Заключение

С помощью метода двулучепреломления изучались особенности ориентации и электрооптики слоя нематического ЖК при вариации параметров нанорельефа ориентирующей поверхности. Экспериментально исследована фазовая модуляция света и динамика переориентации директора в электрическом поле для случая S-эффекта Фредерикса и влияние граничных условий на порог эффекта, начальный угол наклона директора, величину фазовой задержки и динамику процесса. В результате работы установлено, что при осаждении на поверхность GeO, имеющую заданную анизотропию рельефа тонкого слоя а-С:Н, происходит уменьшение высоты неровностей нанорельефа. Это приводит к значительному снижению начального угла наклона директора, увеличению порогового напряжения и повышению величины фазовой задержки света. Одновременно с этим наблюдалось замедление динамики процесса переориентации директора ЖК в электрическом поле при нарастании и спаде S-эффекта. Объяснение этого явления требует проведения дополнительных исследований структурной динамики ЖК в электрическом поле и влияния на нее электрических свойств ориентирующей поверхности и ЖК. Полученные в работе результаты могут быть использованы для разработки ЖК устройств, основанных фазовой модуляции света.

Работа выполнена в рамках НИР 01.2.006 04998 «Исследование структурной динамики жидкокристаллических сред во внешних полях».

Литература

1. Yeung F. S., Kwoka H.-S. Fast response no-bias liquid crystal displays using nanostructured surfaces // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 063505-3.
2. Yeung F. S., Ho J. Y., Li Y. W., e.a. Variable liquid crystal pretilt angles by nanostructured surfaces // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 051910-3.

3. Chae B., Kim S. B., Lee S. W., e.a. Surface morphology, molecular reorientation, and liquid crystals alignment properties of rubbed nanofilms of a well-defined brush polyimide with a fully rodlike backbone // *Macromolecules*. 2002. V. 35. P. 10119–30.
4. Rho S.J., Lee D.-K. , Baik H.K., e.a. Investigation of the alignment phenomena using a-C:H thin films for liquid crystal alignment materials // *Thin Solid Films*. 2002. Vol. 420–421, P. 259–62.
5. Hwang J.-Y., Jo Y.-M., Seo D.-S. Jang J. Liquid crystal alignment capability by the UV alignment method in a-C:H thin films. // *Jap. J. of Appl. Phys., Part 2: Letters*. 2003. Vol. 42, No 2A, L114–L116.
6. Коншина Е.А., Толмачев В.А., Вангонен А.И., Фаткулина Л.А. Исследование свойств плазменно-полимеризованных слоев и влияния их на ориентацию нематических жидких кристаллов. // *Оптический журнал*. 1997. Т. 64. № 5. С. 88–95.
7. Коншина Е. А., Федоров М. А. Влияние граничных условий на фазовую модуляцию света в случае S - эффекта нематика // *Письма в ЖТФ*. 2006. Т. 32. Вып. 22. С. 15–21.
8. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.
9. Hwang S. J., Lin S.-T., Lai C.-H. A novel method to measure the cell gap and pretilt angle of a reflective liquid crystal display // *Opt. Comm*. 2006. V. 260. P. 614–620.
10. Чигринов В.Г. Ориентационные эффекты в нематических жидких кристаллах в электрическом и магнитном полях // *Кристаллография*. 1982. Т.27. Вып. 2. С. 404–430.
11. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. Определение угла наклона директора и фазовой задержки жидкокристаллических ячеек оптическими методами // *Оптический журнал*. 2006. Т.73. №12. С. 9–13.

**ОРГАНИЗАЦИЯ И ПРОВЕДЕНИЕ УЧЕБНОЙ ПРАКТИКИ
ДЕСЯТИКЛАССНИКОВ В РАМКАХ ПРОГРАММЫ
«ОПТОИНФОРМАТИКА В СРЕДНЕЙ ШКОЛЕ»
Н.В. Андреева, А.С. Златов**

Функционирование программы «Оптоинформатика в средней школе» в рамках факультета фотоники и оптоинформатики направлено на профессиональное ориентирование школьников и стимулирование их интереса к изучению физики оптических явлений, в особенности тех ее разделов, которые определяют развитие информационных технологий нового поколения. Методика проведения занятий по данной программе разработана для школьников разного возраста и уровня подготовки. Неотъемлемым элементом повышения интереса к физике является участие школьников в научно-исследовательской работе.

Важным компонентом профориентационных занятий по программе «Оптоинформатика в средней школе» факультета фотоники и оптоинформатики является ежегодная летняя учебная практика 10-х классов. Основной контингент участников представлен учащимися физико-математического лицея № 30 и классической гимназии № 610, являющихся базовыми школами факультета фотоники и оптоинформатики, и участниками программы «Оптоинформатика в средней школе», проявившими наибольший интерес к научной деятельности факультета, в особенности к кафедре фотоники и оптоинформатики. Существует четкий критерий отбора участников данной практики. В течение учебного года проводится подготовительная работа с заинтересованными учителями физики и школьниками 10-х классов для более успешного проведения практики.



Фото 1. Проведение эксперимента в учебной лаборатории

Летняя учебная практика учащихся 10-х классов состоит из трех основных этапов: лекционный курс «Оптоинформатика» для школьников, выполнение научно-исследовательских работ и выступление на школьной конференции в ФМЛ № 30. Лекционный курс «Оптоинформатика», разработанный для студентов Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики и адаптированный к уровню знаний школьников 10-х классов, дает представление об идеях, направлениях и достижениях в данной области. Лекторы, высококвалифицированные сотрудники кафедры фотоники и оптоинформатики, уделяют большое внимание вопросам терминологии данной научно-технической области, описанию физических явлений, связанных с лабораторными работами. Неотъемлемым компонентом практики является посещение учебных лабораторий и теоретических занятий не только на кафедре фотоники и оптоинформатики, но и на кафедре оптоинформационных технологий и материалов факультета фотоники и оптоинформатики. Участники практики распределяются по группам, у каждой из которой есть индивидуальный куратор. Распределение по группам ведется в соответствии с предварительными пожеланиями участников практики и уровнем подготовки к тематике данной работы. После знакомства с теоретической основой данных практических работ, доступной литературой, участники приступают к выполнению лабораторных работ (фото 1).



Фото 2. Обработка результатов эксперимента в компьютерном классе

После обработки полученных экспериментальных данных участники практики приступают к подготовке презентаций и выступлений на конференции. Большим плюсом комплекса «Оптоинформатика» является удобное расположение основных помещений комплекса – лаборатории, лекционного зала и компьютерного класса, что позволяет значительно повысить результативность проводимой практики. При подготовке

докладов и презентаций участники используют последние публикации в областях физики, связанных с темой их работ. Обработка результатов производится на современном оборудовании в компьютерном классе кафедры фотоники и оптоинформатики под руководством кураторов групп. Подготовка к презентации идет под руководством общего куратора по подготовке докладов (фото 2).

Ежегодная летняя учебная практика десятых классов заканчивается выступлением на школьной конференции. Перед школьной конференцией проводится выступление перед преподавателями кафедры с обсуждением результатов практики. Каждая группа выступает со своим докладом, после которого участниками практики и кураторами других групп задаются вопросы. После этого подводится предварительный итог летней практики. В 2006 году это мероприятие проводил декан факультета фотоники и оптоинформатики Сергей Аркадьевич Козлов.

Далее представлены темы практических работ, выполняемых школьниками десятых классов:

- полупроводниковые лазерные источники излучения;
- оптический световод;
- световой жгут;
- демультиплексор оптической линии связи;
- изобразительная голография;
- полупроводниковые приемники оптического излучения в устройствах оптоинформатики;
- стекла для волноводных оптических усилителей света.

Конференция проводится на территории ФМЛ № 30 с участием преподавателей и участников других учебных практик (фото 3).



Фото 3. Выступление на конференции в ФМЛ №30

По итогам работы на учебной практике и выступления на конференции выставляется оценка за практику. Всем участникам выдаются свидетельства об участии в практике (фото 4).

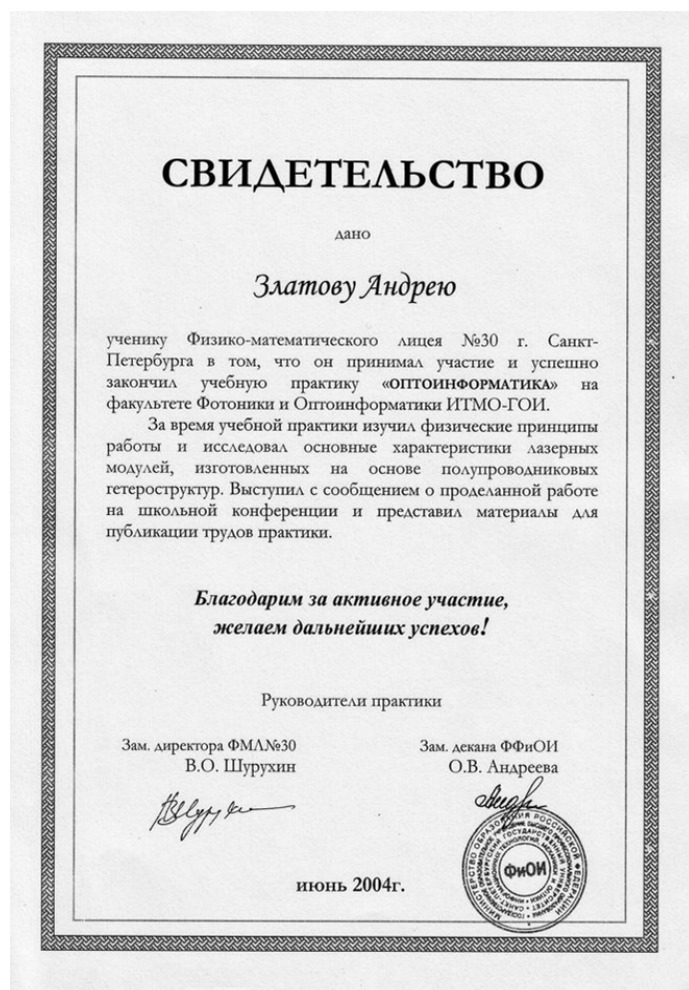


Фото 4. Свидетельство об окончании учебной практики

Как показывают ежегодные отзывы, летняя учебная практика оставляет яркий след в воспоминаниях школьников, которые в 11 классе становятся абитуриентами, а впоследствии – и студентами факультета фотоники и оптоинформатики.

О РЕАЛИЗАЦИИ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ В СХЕМЕ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАФИИ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТВОРЧЕСКОГО МЫШЛЕНИЯ

А.В. Павлов

Показана возможность реализации в схеме Фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости сценария Фейгенбаума перехода к хаосу. Предложено применение реализуемой динамики в задаче реализации творческого мышления.

Введение

Фундаментальная проблема искусственного интеллекта рассматривается многими исследователями как одна из перспективных областей применения голографических технологий в силу наличия ряда глубоких аналогий между принципами функционирования мозга и физическими явлениями и механизмами, лежащими в основе голографии [1–7].

Задачи, решаемые интеллектом, принято условно делить на две группы – стандартные и творческие [8]. Условимся стандартной считать задачу на вспоминание ранее известного знания, включая знание о методе или алгоритме нахождения ответа. Творческой будем считать задачу, решение которой предполагает формирование нового образа внешнего мира – нового знания [8]. Если трактовать решение как конъюнкцию множеств, представляющих условия задачи и имеющиеся знания, то задача может быть отнесена к категории творческих в случае, если изначально пересечение этих множеств пусто [8].

В когнитивных науках признано, что решение творческих задач относится к компетенции правого полушария [9–12], реализующего образную форму мышления. Вместе с тем высокий уровень развития должен сопровождаться адекватным уровнем логического мышления [9]. Принятие этих посылок определяет поиск механизмов решения творческих задач в рамках методов, объединяющих образную и логическую формы мышления [9]. В статье [13] показано, что метод Фурье-голографии позволяет решить задачу интеграции двух форм мышления, реализуя нечетко-значимую логику при обработке паттернов внутренней репрезентации воспринимаемой информации, аналогичных паттернам нейронной активности коры головного мозга. В работе [14] методом Фурье-голографии экспериментально реализована модель линейного предсказателя и продемонстрирован эффект, аналогичный известному в когнитивной психологии феномену познавательного дрейфа.

Исследования в области когнитивной психологии показывают, что один из методов решения творческих задач заключается в «погружении в хаос» – генерации мозгом новых образов в хаотическом режиме нейронной активности [15–17]. По мнению ряда исследователей [16] именно способность к погружению в хаос (и выходу из него) определяет творческие возможности индивида, его способности к нахождению нестандартных решений.

Таким образом, представляется перспективным искать решение проблемы моделирования творческого мышления в рамках методов, позволяющих как интегрировать логическое и образное мышление, так и реализовать хаотическую динамику. В настоящей статье, в развитие работ [13, 14], предложен для обсуждения возможный подход к решению творческих задач методом Фурье-голографии. Поскольку мы ищем решение, исходя из возможности его реализации методом Фурье-голографии, то из всего богатства теоретических разработок мы выбираем только физически реализуемые данным методом.

Подход к задаче реализации творческого мышления

Рассмотрим процесс решения задачи мозгом или искусственной системой в рамках нейросетевого подхода [9]. Примем упрощенную модель нейронной сети, состоящую из двух слоев – слоя репрезентации (R) и корреляции (C) (рис. 1). В слое R формируются паттерны внутренней репрезентации воспринимаемой информации (ПВР) как аналоги картины нейронной активности коры мозга. В рамках нашего подхода ПВР – это внутренняя репрезентация условий задачи, подлежащей решению. Знания реализованы в виде матрицы (H) двунаправленных связей, соединяющих слои R и C . Пройдя матрицу связей H , ПВР, т.е. условия задачи, в слое C формирует функцию взаимной корреляции ПВР условий задачи и хранимого в H образа мироустройства (знаний). В слое C принимается решение о соответствии внутренней репрезентации задачи существующей картине мироустройства по критерию превышения глобальным максимумом автокорреляционной функции порога. Такая нейросетевая модель описывает 4-f схему Фурье-голографии в линейном резонаторе, образованном фазосопрягающими зеркалами в слоях R и C – плоскостях изображений Im и корреляций $Corr$ оптической схемы, матрица связей H – голограмма [14]. Далее рассмотрим несколько возможных вариантов.

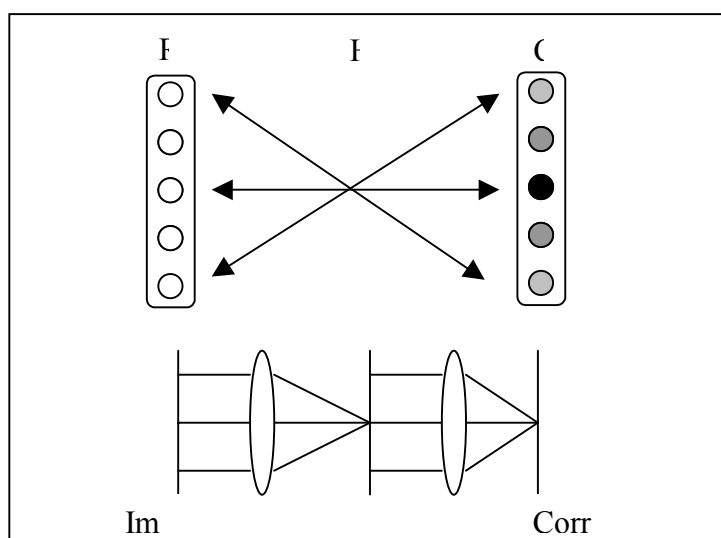


Рис.1. Схема нейросети и ее оптическая реализация.

1. Стандартная задача - коэффициент корреляции ПВР условий задачи и имеющихся знаний H превышает порог, т.е. условия задачи знакомы и нейронная сеть реализует модель ассоциативной памяти – в обратном ходе $C \rightarrow H \rightarrow R$ восстанавливает в слое R эталонный образ. Если реализуется модель адаптивной памяти, то возможно и дообучение – подстройка матрицы H для включения нового знания. Это задача стандартная – не на размышление, а на столь любимые в школе зубрежку и шаблонные методы, а условия задачи – фрагмент или искаженный ПВР ранее запомненного примера.

2. Коэффициент корреляции ПВР задачи и знаний не превышает порог – в памяти нет готового ответа, возникает необходимость «думать». Раздумья продуктивны только тогда, когда они основаны на имеющемся знании – это первый этап решения, завершающийся формированием ПВР новой картины мироустройства – гипотезы. При этом формирование ПВР гипотезы не должно приводить к изменению самой матрицы H до тех пор, пока паттерн не проверен на адекватность реальности. Следующие шаги – проверка соответствия нового представления (гипотезы) реальности и переобучение, т.е. включение новой картины мироустройства в структуру индивидуального знания. Ограничимся первым этапом.

Примем, что гипотеза может быть построена на основе имеющихся знаний посредством их «расширения» за существующие рамки (экстраполяции) или модификации. В рамках этой трактовки может быть применена модель множественной регрессии [18, 19] условий задачи по существующим знаниям. Здесь возможны оба варианта – как достройка ПВР задачи, т.е. экстраполяция, так и модификация ПВР.

Использование модели регрессии ПВР по знаниям обеспечивает гибкость подхода, поскольку здесь не определяется, изменением какой из функций (ПВР, знаний H или одновременным независимым изменением обеих) обусловлено изменение функции их взаимной корреляции (ВКФ). Тем самым подход удовлетворяет требованию стабильности знаний – изменение ВКФ может быть произведено за счет нелинейности активационной функции слоя C , сама матрица H при этом не изменяется. Поэтому примем, что генерация новых паттернов должна быть реализована посредством изменений свойств слоя C . Рассмотрим два условных варианта творческой задачи – «простой» и «сложной».

«Простая» творческая задача – гипотеза может быть построена методом множественной линейной регрессии. Линейный предсказатель реализован методом Фурье-голографии в [14]. Там же показано, что при режекции глобального максимума автокорреляционной функции в паттерне, восстановленном в слое R в обратном ходе $C \rightarrow H \rightarrow R$, происходит активация (высвечивание) той области ПВР, в которой образ задачи не коррелирует с имеющимися знаниями. Иными словами, происходит фокусировка внимания на новых, ранее не известных фрагментах воспринимаемой информации [15].

Известно, что линейный предсказатель является наилучшим по критерию среднего квадрата ошибки только для стационарных случайных процессов. Поэтому подход, использующий линейную регрессию, правомочен только в предположении стационарности внешнего мира, что ограничивает его решением относительно простых задач. Известно, что стремление к устойчивости картины мира характерно для обыденного сознания [1].

Отметим, что вопрос адекватности найденного решения, т.е. построенного методом регрессии нового или измененного фрагмента ПВР, реальному положению вещей, а не существующей в мозгу внутренней картине мироздания H , выходит за рамки метода – «внутренний критик» не реализуется. Необходим «внешний» относительно метода критик.

Условимся считать задачу сложной, если линейное предсказание не позволяет получить решение. В рамках нашего подхода необходим переход к более развитой модели. Как показано в [14], параметры реализуемой модели обусловлены свойствами вычислителя – его архитектурой и передаточными характеристиками элементов. Следовательно, диапазон возможных решений ограничен свойствами мозга как реальной физической структуры, и для решения «очень сложной» творческой задачи необходимо каким-либо образом выйти за рамки обычных значений его параметров. Известно, что решение сложной творческой задачи часто «приходит» именно в необычных состояниях – стресса, сильного удивления, чрезвычайной усталости и т.д. [8].

Как указывалось во введении, один из методов решения не просто сложных, но действительно творческих задач состоит в погружении в хаос – генерации в хаотическом режиме мозговой активности новых паттернов [15–17]. Применительно к рассматриваемой модели реализация хаотической динамики в схеме рис.1. позволяет достичь двух целей:

- обойти ограничения на возможные в обычном режиме работы мозга типы решений, обусловленные материальными свойствами мозга;
- обеспечить связь генерируемых паттернов как с условиями задачи, так и с существующими знаниями.

Эти цели достигаются совместно, поскольку паттерн строится как результат регрессии условий задачи по существующим знаниям, а параметры модели регрессии меняются за счет хаотической динамики.

Модель

В работе [14] показано, что схема рис.1. реализует модель множественной линейной регрессии. Если голограмма записана с изображения Im_A определенного на интервале $[0, x_0]$, где $[0, x_0]$ описывает кадровое окно, и восстанавливается изображением Im_B , то амплитуда светового поля, восстановленного голограммой с инверсной передаточной характеристикой в обратном ходе лучей в точке x_k плоскости In , в случае линейной передаточной характеристики фазосопрягающего зеркала в плоскости $Согг$ описывается выражением

$$Im_{out}(x_0 + x_k) = F^* \left(\frac{F^*(C_{BA}(x_k + \xi))}{F(Im_A(x))} \right),$$

где $C_{BA}(x_k + \xi)$ – функция взаимной корреляции эталонного изображения Im_A (знаний) и Im_B (ПВР задачи), F – оператор преобразования Фурье, астериск обозначает комплексное сопряжение, x – координата в плоскости изображений, а ξ – координата в корреляционной плоскости. Если оператор фазосопрягающего зеркала в плоскости $Согг$ η_{PCM} нелинеен, то входящий в это выражение член $\eta_{PCM}(C_{BA}(x_k + \xi))$ описывает три известных [1] метода решения творческой задачи, а именно:

- а. изменение ПВР задачи при неизменности знаний, т.е. $\eta_{PCM}(C_{BA}(x_k + \xi)) = Im'_B \otimes Im_A$;
- б. изменение знаний при неизменности ПВР задачи, т.е. $\eta_{PCM}(C_{BA}(x_k + \xi)) = Im_B \otimes Im'_A$;
- с. совместное изменение ПВР задачи и знаний, т.е. $\eta_{PCM}(C_{BA}(x_k + \xi)) = Im'_B \otimes Im'_A$,

где символ $\otimes$ обозначает операцию корреляции, а штрихи при Im обозначают дефектную или искаженную версию соответствующего изображения.

При этом важно, что мы не знаем, какой из методов реализуется «на самом деле». А использование хаотической динамики позволяет организовать быстрый перебор решений из ограниченной области, причем свойство хаотичности важно в силу свойства плотности множества точек на аттракторе, описывающем хаотическую динамику.

Выбор передаточной функции фазосопрягающего зеркала в корреляционной плоскости

Один из методов погружения в хаос и выхода из него основан на реализации сценария Фейгенбаума [20]. В силу ограниченности объема статьи детальное объяснение метода реализации динамического хаоса по сценарию Фейгенбаума здесь приведено быть не может; заинтересованный читатель найдет его в прекрасно написанной книге [20]. В оптической схеме рис.1 этот метод может быть реализован, если передаточные характеристики голографических регистрирующих сред в слоях R и C могут быть аппроксимированы нелинейной функцией с параметром, изменение которого ведет к изменению типа динамики системы от конвергентной к циклической. В качестве такого параметра используется коэффициент усиления в петле $R \leftrightarrow C$, физически реализуемый изменением мощности подкачки лазерного излучения в резонатор.

В рамках нашего подхода различие между стандартной и творческими задачами проявляется в слое C величиной отношения глобального максимума корреляционной функции к боковым максимумам. Поскольку тип задачи заранее неизвестен, то система должна самостоятельно настраиваться на метод решения, адекватный задаче – авто-

ассоциативную память для задачи на зубрежку, линейное предсказание для «простой» творческой задачи, погружение в хаос для «сложной» творческой задачи.

Поскольку для поиска ответа мы приняли модель регрессии, а для построения регрессии используются только боковые максимумы ВКФ [14], то необходима такая передаточная функция фазосопрягающего зеркала, на котором переход к хаотической динамике происходит только при старте процесса из диапазона, соответствующего диапазону амплитуд боковых максимумов ВКФ в случае «сложной» творческой задачи. При старте из другого диапазона, соответствующего простой задаче, динамика должна быть конвергентной или циклической.

Требуемые для реализации такого подхода функции удалось найти среди передаточных функций голографических регистрирующих сред, например, модуляторов на структурах жидкий кристалл – фотополупроводник [21] или фоторефрактивных кристаллов [22].

На рис. 2.а приведена бифуркационная диаграмма, показывающая зависимость неподвижной точки (ось Y), к которой сходится процесс, от значения параметра, входящего в выражение для передаточной функции. Диаграмма рассчитана для передаточной характеристики жидкокристаллического модулятора [21] при величине динамического диапазона $[0, 185]$ и старте из точки 40, на рис.2.б приведен ее увеличенный фрагмент, на рис.2.в – диаграмма при старте из точки 100. Значения параметра на диаграммах (ось X) масштабированы в 2000 раз. В диапазоне значений параметра $[0, 900]$ динамика системы конвергентна – процесс сходится к единственной неподвижной точке. Далее появляется цикл периода 2 – динамика становится циклической. Начиная с некоторого значения параметра, появляется зависимость динамики системы от точки, из которой начинается процесс – при старте из одних точек динамика циклична (рис.2.в), при старте из других (рис.2.а.) неподвижная точка теряет устойчивость и появляется область хаотической динамики (рис.2.б.)

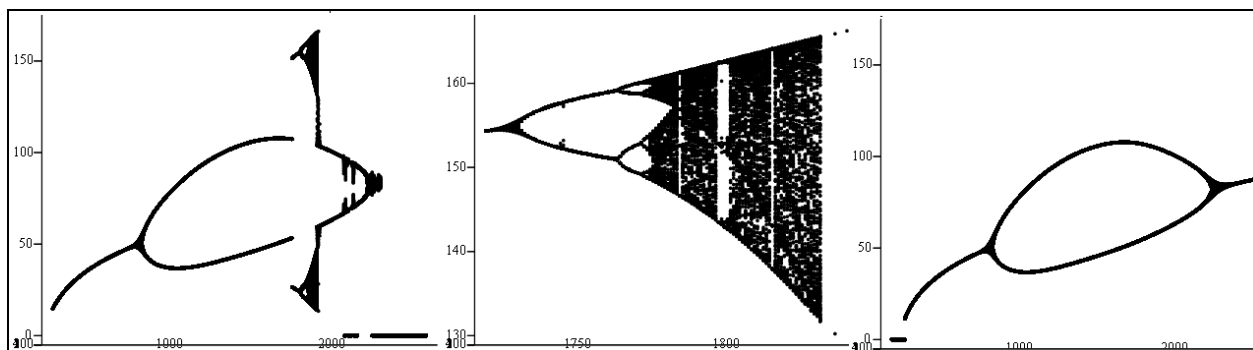


Рис.2.а. Бифуркационная диаграмма: а – при старте из точки 40, б –. увеличенный фрагмент бифуркационной диаграммы, в – диаграмма при старте из точки 100

На рис.3 показана сходимость итерационного процесса в диапазоне $[40, 200]$ итераций в зависимости от точки старта (ось абсцисс) при значении параметра 0.913 и использовании в качестве ИО передаточных характеристик ЖК модуляторов [21]. В зависимости от точки старта процесс либо сходится к предельному циклу периода 2, либо реализуется хаотическая динамика в ограниченном диапазоне амплитуд. Таким образом, приведенная на рис.3 зависимость сходимости итерационного процесса от точки старта позволяет оптимизировать систему на самостоятельный выбор типа решения задачи.

А. Если условия задачи знакомы, то ПВР задачи коррелирует с имеющимися знаниями H – отношение глобального максимума автокорреляционной функции к боковым максимумам высоко. Амплитуда глобального максимума попадает в тот диапазон, при старте из которого процесс сходится к устойчивому циклу – в слое R формируется эталон. Амплитуды боковых максимумов попадают в диапазон, при старте из которого процесс сходится к нулю.

В. «Простая» творческая задача. Условия задачи вызывают слабый отклик, отношение глобального максимума к боковым максимумам низкое – амплитуды как глобального максимума, так и боковых максимумов попадают в диапазоны, при старте из которых реализуются предельные циклы. В этом случае боковые максимумы строят линейное предсказание. Если циклы боковых максимумов и глобального максимума находятся в противофазе, то в восстанавливаемом в слое R ПВР активируется фрагмент, представляющий новую информацию [14].

С. «Сложная» творческая задача. Условия задачи совершенно незнакомы – глобальный максимум из ВКФ не выделяется. Максимумы ВКФ попадают в диапазон, при старте из которого реализуется хаотическая динамика. Тем самым каждый паттерн в слое R , генерируемый в хаотическом режиме, строится регрессией ПВР задачи по знаниям H , а параметры регрессии меняются хаотически – происходит перебор множества паттернов из ограниченного диапазона (рис. 3).

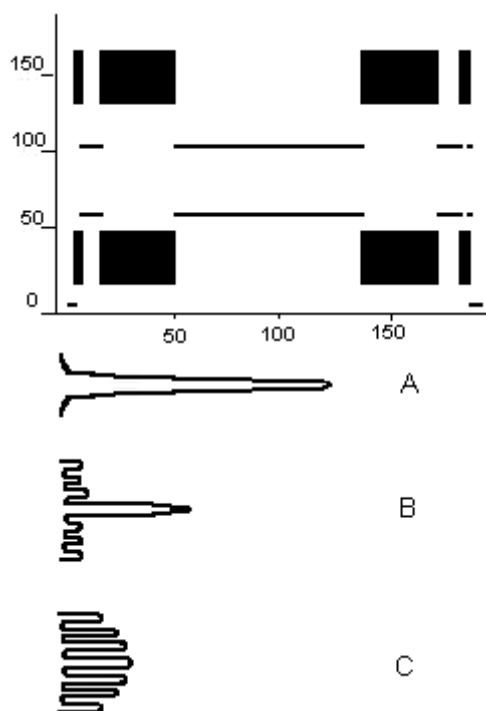


Рис. 3. Сходимость итерационного процесса в диапазоне [40, 200] итераций. На верхнем графике изображены области, к которым сходится процесс; прямоугольники соответствуют областям хаоса. На нижнем – А, В и С – дано схематическое изображение распределения амплитуд в корреляционной плоскости для соответствующих типов задач

Заключение

Таким образом, «схема Фурье-голографии в линейном резонаторе» при соответствующем выборе оператора фазосопрягающего зеркала позволяет создать искусственную нейронную сеть, самостоятельно выбирающую метод решения задачи. Если условия задачи знакомы, то система реализует модель автоассоциативной памяти. Для задач, требующих творческого подхода, система самостоятельно реализует либо модель линейного предсказателя для «простых» творческих задач (предельный цикл), либо переходит к хаотическому типу динамики для генерации множества паттернов в случае «сложной» творческой задачи.

За рамками рассмотрения остался следующий этап решения творческой задачи – проверка сгенерированного паттерна на адекватность реальности. Это требует выхода за рамки рассматриваемой схемы – как принципиальной, так и физической, поскольку модель оперирует только паттернами внутренней репрезентации и знаниями. Вопрос формирования паттерна, т.е. преобразования сенсорной информации, остался за рамками рассмотрения.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность проф. И.Б. Фоминых, инициировавшего работу, проф. О.П. Кузнецову и к.ф.-м.н. Л.Ю. Жиликовой за обсуждение, А.Н. Чайке (СПб ГУ ИТМО) за предоставленные результаты измерений характеристик жидкокристаллических модуляторов, использованных при численном моделировании.

Литература

1. Кузнецов О.П. Неклассические парадигмы в ИИ // Известия АН, Сер. Теория и системы управления. 1995. №5. С.3.
2. Кузнецов О.П., Шипилина Л.Б. Псевдооптические нейронные сети – полная прямолинейная модель и методы расчета ее поведения // Известия АН. Сер. Теория и системы управления. 2000. № 5. С.102.
3. Кузнецов О.П. Моделирование оптических явлений в нейронных сетях // Оптический журнал. 2003. Т.70. № 8. С.28.
4. Арбиб М. Метафорический мозг. М.: Мир, 1976.
5. Прибрам К. Языки мозга. М.: Прогресс, 1975.
6. Судаков К.В. Голографический принцип системной организации процессов жизнедеятельности // Успехи физиологических наук. 1997. Т.28. № 4. С.3.
7. Прибрам К. Нелокальность и локализация: голографическая гипотеза о функционировании мозга в процессе восприятия и памяти // В сб. «Синергетика и психология». Вып.1. Методологические вопросы. М.: МГСУ «Союз», 1997. С.136.
8. Фоминых И.Б. О технологии решения творческих задач // В сб. трудов VIII Национальной конференции по искусств. интеллекту «КИИ-2002», Т.1. М.: Физматлит, 2002.
9. Голицын Г.А., Фоминых И.Б. Нейронные сети и экспертные системы: перспективы интеграции // Новости искусственного интеллекта. 1996. № 4.
10. Семинар «Отражение образного мышления и интуиции специалиста в системах искусственного интеллекта» // Новости искусственного интеллекта. 1998. № 1. С. 22–136.
11. Дискуссионная трибуна. Научный семинар (продолжение) «Отражение образного мышления и интуиции специалиста в системах искусственного интеллекта» // Новости искусственного интеллекта. 1998. № 3. С.64–100.
12. Леутин В.П., Николаева Е.И. Функциональная асимметрия мозга. Мифы и реальность. СПб: Речь, 2005. 368 с.
13. Алексеев А.М., Павлов А.В. Интеграция логического и образного мышления методом Фурье-голографии // Десятая национальная конференция по искусственному интеллекту, 25-28 сентября 2006, Обнинск, Россия. Труды конференции. Т.2. С. 644–652.
14. Павлов А.В., Возможности ассоциативной обработки информации, реализуемые методом Фурье-голографии. // Новости искусственного интеллекта. 2006. № 2. С.41–56.
15. Фриман У.Дж. Динамика мозга в восприятии и сознании: творческая роль хаоса // В сб. «Синергетика и психология». Вып.3. Когнитивные процессы. Когито-Центр, 2004. С.13–28.
16. Князева Е.Н., Методы нелинейной динамики в когнитивной науке // В сб. «Синергетика и психология». Вып. 3. Когнитивные процессы. Когито-Центр, 2004. С.29–48.
17. Комбс А., Сознание: хаотическое и странно-аттракторное // В сб. «Синергетика и психология». Вып. 3. Когнитивные процессы. Когито-Центр, 2004. С.49–60.
18. Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория случайных процессов и инженерные приложения, М.: Высшая школа, 2000.
19. Вентцель А.Д. Курс теории случайных процессов. М.: Наука, 1975.
20. Кроновер Р.М. Фракталы и хаос в динамических системах. М.: Постмаркет, 2000.
21. Амосова Л.П., Плетнева Н.И., Чайка А.Н. Нелинейный режим реверсивной записи голограмм на структурах фотопроводник–жидкий кристалл с высокой чувствительностью к излучению He-Ne лазера // Оптический журнал. 2005. Т.72. № 6. С.57–62.
22. Богодаев Н.В и др. Двойное ОВФ-зеркало: экспериментальное исследование и сопоставление с теорией // Квантовая электроника. 1992. Т.19. № 37. С.648–653.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ХИМИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ
ОКИСЛООБРАЗУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ
НА КРИСТАЛЛИЗАЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ АМОРФНОЙ
ДВУОКСИ КРЕМНИЯ

В.М. Золотарев, А.Н. Бехтерев, В.Н. Бехтерев, Б.З. Волчек, Е.Н. Власова

Исследовано влияние структурного строения исходных окислообразующих веществ и технологии на оптические и кристаллизационные свойства аморфной двуокиси кремния (плавленый кварц) в условиях высоких температур.

Цель работы заключалась в исследовании оптических и кристаллизационных свойств аморфной двуокиси кремния в условиях высоких температур в зависимости от структурно-химического строения исходных окислообразующих веществ. Для решения этой задачи были проведены сравнительные исследования оптических и кристаллизационных свойств аморфной двуокиси кремния, образованной путем плавления кристаллического кварца и окисления кремния и карбида кремния. По первому способу в промышленности получают оптическое стекло (плавленый кварц), а второй способ используется в полупроводниковой промышленности для создания диэлектрических слоев на поверхности полупроводника.

Эксперимент

В процессе высокотемпературных исследований двуокиси кремния, полученной разными способами, было обнаружено, что кристаллизационные свойства этой двуокиси сильно зависят от того, на базе какого исходного сырья и по какой технологии была получена эта двуокись кремния [1–2]. Так, при нагревании в атмосфере воздуха полированных пластинок, приготовленных из плавленого кварца на поверхности образцов при достижении температуры 600°C появляются новообразования в виде отдельных центров кристаллизации, состоящих из α -кварца и α -кристобаллита, см. рис. 1.

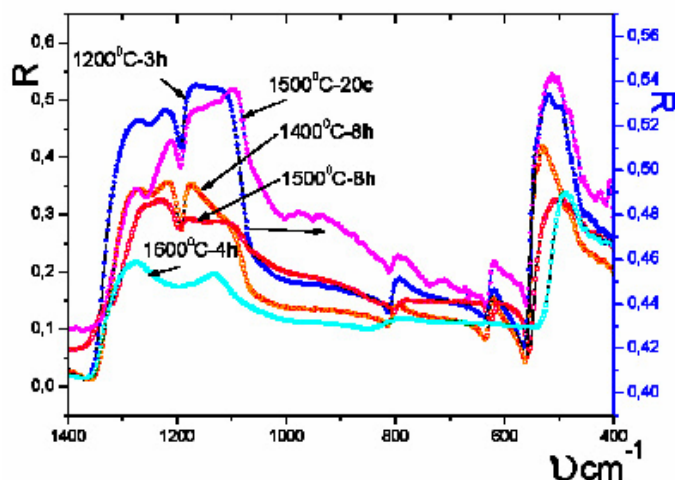


Рис. 1. ИК-спектры отражения пластин полированного плавленого кварца при высоких температурах (с – сутки, ч – часы). Условия термообработки: 1 – 1200°C_3ч, 2 – 1500°C_20с, 3 – 1400°C_8ч, 4 – 1500°C_8ч, 5 – 1600°C_4ч

Наличие новой кристаллической фазы надежно выявляется в спектре в результате появления характеристической полосы 619 см^{-1} , типичной для кристобаллитной фазы [3–4]. При повышении температуры до 1200°C процесс кристаллизации на поверхности активно развивается, и вся поверхность в течение 3 часов покрывается сплошным слоем кристаллитов. Толщина этого слоя растет пропорционально произведению температуры и времени нагрева образца.

В отличие от рассмотренного случая, кристаллизационные процессы на поверхности пленок двуокиси кремния, выращенных путем окисления кремния, развиваются значительно менее активно. Весьма характерны в этом отношении кристаллизационные свойства двуокиси кремния, полученной путем окисления карбида кремния. Длительный нагрев при температуре 1600 К стержней из прессованного порошка карбида кремния диаметром 5 мм показывает, что процесс окисления приводит к образованию двуокиси кремния, но кристаллизация этой формы двуокиси при высоких температурах практически отсутствует, см. рис.2.

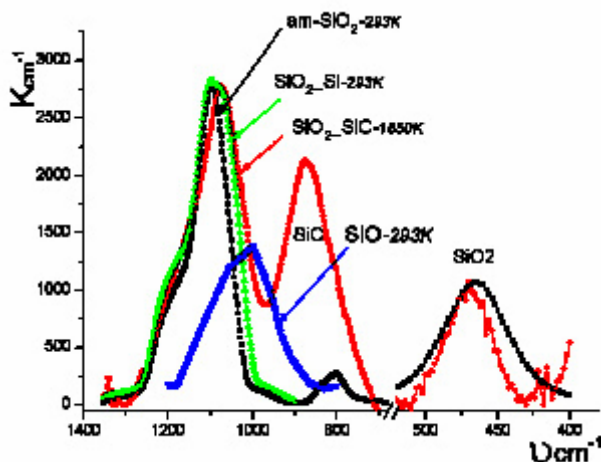


Рис. 2. ИК-спектры поглощения SiO_2 . Условия получения образцов и температура образца при регистрации спектра: 1-плавный кварц_293 К, 2-окисление Si_293 К, 3-окисление SiC_1600 К, 4- моноокись Si_293 К.

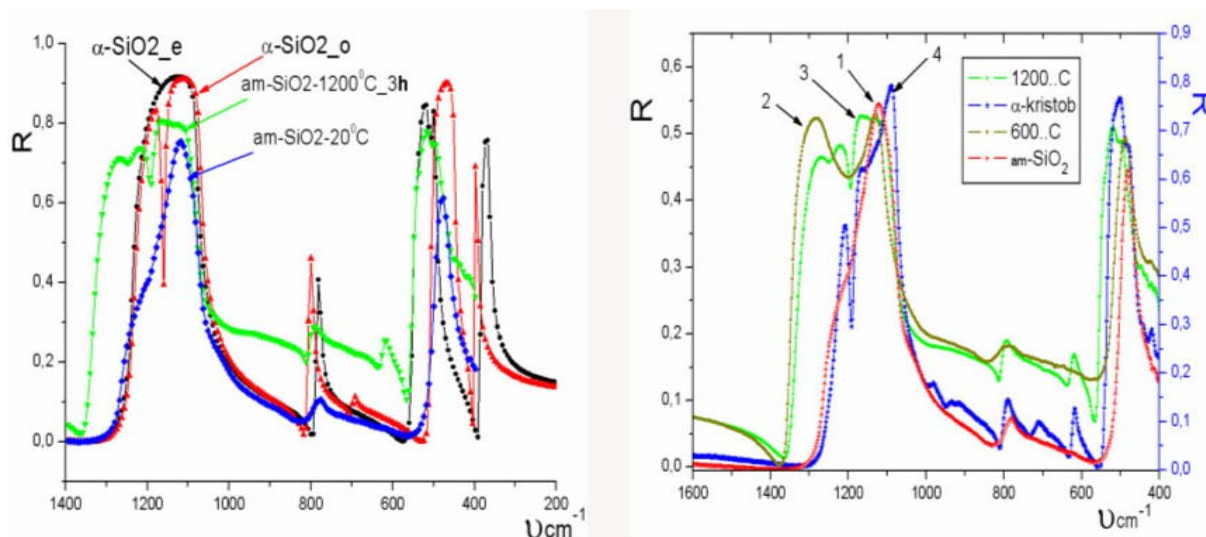


Рис.3 ИК-спектры отражения кристаллического α -кварца и α -кристобаллита в сравнении с плавным кварцем. Обозначения (справа): 1 – плавный SiO_2 _20 $^\circ\text{C}$, 2 – плавный SiO_2 _600 $^\circ\text{C}$ _20с, 3 – плавный SiO_2 _1200 $^\circ\text{C}$ _3ч, 4 – α -кристобаллит_20 $^\circ\text{C}$; (слева) 3 – плавный SiO_2 -1200 $^\circ\text{C}$ _3ч, 5 – α - SiO_2 _o, 6- α - SiO_2 _e, 7 — плавный SiO_2 _20 $^\circ\text{C}$

Исследования ИК-спектров излучения, выполненные в период от 1 месяца до 15 лет работы стержней при температуре 1650°K, не выявили существенных различий в свойствах изученных образцов, см. рис. 2. Полоса аморфной двуокиси остается относительно постоянной по интенсивности, а кристаллические образования были отмечены в виде небольших следов, составляющих по объему не более 3% от образовавшихся окислов [1–2].

Сравнение спектров двуокиси кремния, полученной окислением Si и SiC со спектром плавленого кварца, см. рис. 2, указывает на уширение низкочастотного крыла полосы 1100 см⁻¹ для двух вышеуказанных окислов, что, по-видимому, связано с наличием в составе этих окислов некоторого количества монооксида кремния. Вместе с тем, анализ ИК-спектров закристаллизованных образцов плавленого кварца, см. рис.3, показывает, что эти спектры не могут быть получены аддитивным сложением спектров разных модификаций кремнезема. Видно, что высокочастотное крыло полосы 1100 см⁻¹ не может быть описано совокупностью спектров кремнезема, которые приведены на рисунке.

Моделирование оптических свойств закристаллизованной поверхности

Более детальная интерпретация ИК спектров закристаллизованных образцов плавленого кварца требует учета особенностей кристаллических образований, находящихся на поверхности плавленого кварца. Этот учет может быть выполнен путем моделирования центров кристаллизации в виде некоторых островков, находящихся на поверхности и имеющих свои оптические свойства, геометрические размеры и концентрацию на единицу площади поверхности [5].

Такая оценка характера влияния островков на вид получаемых ИК спектров была выполнена экспериментальным и расчетным способом. В качестве экспериментального приема были исследованы ИК спектры отражения пластин кристаллического кварца с микрошероховатой поверхностью, полученной методом шлифовки абразивными порошками размера M10, см. рис. 4 (слева). Из рисунка видно, что микрошероховатость поверхности α -кварца приводит к уширению высокочастотного крыла полосы 1100 см⁻¹ и может объяснить такое уширение для экспериментальных закристаллизованных образцов.

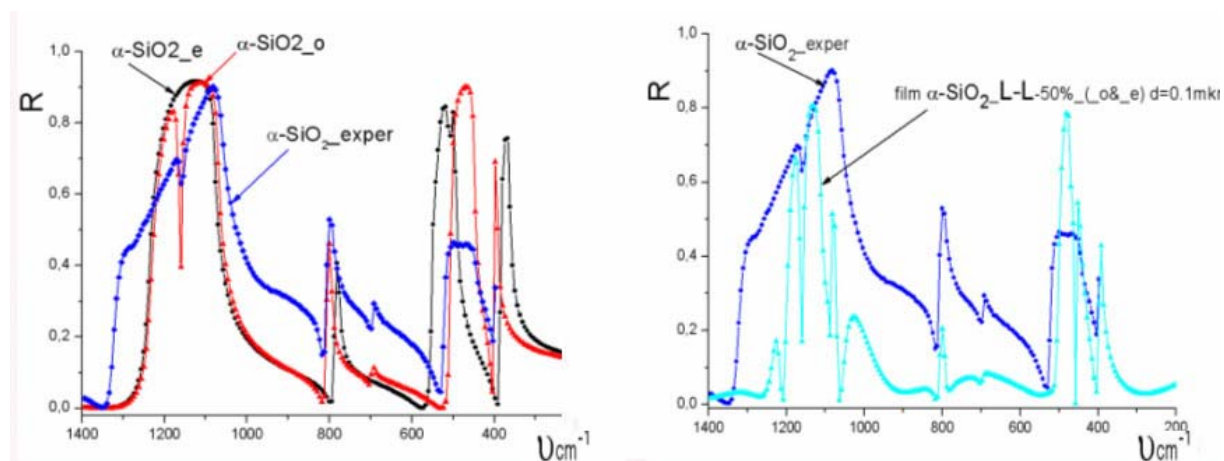


Рис. 4. ИК-спектры отражения кристаллического α -кварца. Обозначения: 1- $\alpha\text{-SiO}_2_o$, 2- $\alpha\text{-SiO}_2_e$, 3- $\alpha\text{-SiO}_2$ с микрошероховатой поверхностью, 4- расчет микрошероховатого слоя на поверхности $\alpha\text{-SiO}_2$ по модели Лорентц-Лоренца.

Расчетный метод, использованный для моделирования свойств закристаллизованных образцов плавленого кварца, заключался в использовании теории эффективного

поля [5], позволяющего описать свойства кристаллических образований в виде α -кварца на поверхности в виде слоя с усредненными оптическими свойствами для обыкновенного и необыкновенного лучей. Расчет усредненных оптических свойств для островков α -кварца проводился с помощью теории эффективного поля по уравнению Лорентц–Лоренца для разных концентраций островков на поверхности и разных размеров островков. Островки моделировались в виде полусферических образований, стохастически распределенных по поверхности плавленого кварца. Размер диаметра этих островков для расчетов выбирался много меньше длины волны, т.е. составлял менее 1 мкм. В качестве примера на рис. 4 (справа) дано сопоставление спектра отражения от шероховатой поверхности α -кварца и расчета, выполненного для островков α -кварца на поверхности плавленого кварца. В расчете принималось, что островки имеют диаметр 0.1 мкм и занимают 100 % площади поверхности. Резкие экстремумы на расчетной кривой сглаживаются, если использовать статистику, которая учитывает распределение островков по размерам и их стохастическое распределение по поверхности.

Интерпретация результатов

Таким образом, экспериментальные ИК спектры требуют специальной обработки, учитывающей методами математического моделирования [5–6] особенности микро-рельефа поверхности, и только в этом случае они позволяют выявить взаимосвязь между различиями в кристаллизационной способности двуокиси кремния, полученной разными способами. Причина, объясняющая различия в кристаллизационной способности, обусловлена, по-видимому, тем, что у плавленого кварца сохранился ближний порядок в первой координационной сфере кремния, тогда как в случае объектов, полученных путем окисления веществ с иной кристаллической решеткой или иными ее размерами такой порядок отсутствует или сильно нарушен. Влияние дефектов кристаллической решетки на ИК-спектры отражения кварца при нейтронном облучении образцов показано на рис. 5.

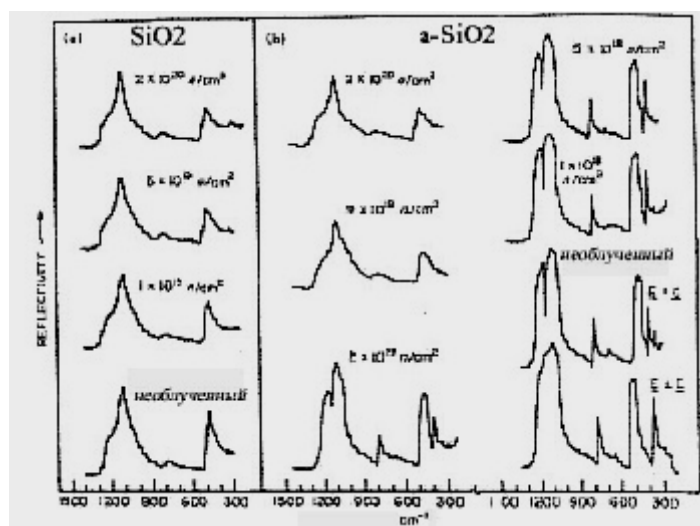


Рис. 5. Влияние дефектов кристаллической решетки на ИК-спектры отражения кварца[6]. Обозначения величины доз радиационного облучения [нейтроны/см²]: (а) 1– 1×10^{19} н/см², 2 – 5×10^{19} н/см², 3 – 2×10^{20} н/см²; (б) 1 – 1×10^{18} н/см², 2 – 5×10^{18} н/см², 3 – 2×10^{19} н/см², 4 – 9×10^{19} н/см², 5 – 2×10^{20} н/см²

Из рисунка видно, что увеличение дозы облучения приводит к нарушениям дальнего порядка в кристаллической решетке, что наглядно проявляется в ИК спектрах α -кварца, но мало влияет на ближний порядок. Так, облучение нейтронами плавленого кварца практически не изменяет его ИК спектр. Гипотеза о наличии центров кристал-

личности в плавленом кварцевом стекле впервые была высказана и успешно развивалась академиком А.А. Лебедевым [7]. Концепция центров кристалличности позволяет непротиворечивым образом объяснить различия в кристаллизационной способности двуокиси кремния, полученной разными способами. Очевидно, что кристаллизация при росте температуры начинается для тех локальных участков поверхности, где сохранился ближний порядок в координационной сфере кремния. Колебания атомов кислорода в ближней координационной сфере кремния в результате подводимой тепловой энергии способствуют формированию кристаллических кремнеземных новообразований.

Заключение

Исследовано влияние структурного строения исходных окислительно-образующих веществ и технологии на оптические и кристаллизационные свойства аморфной двуокиси кремния (плавленый кварц) в условиях высоких температур. Показано, что кристаллизация на поверхности плавленого кварца определяется центрами кристалличности, которые определяются исходным структурно-химическим строением вещества, из которого было получен плавленый кварц. Низкая кристаллизация на поверхности двуокиси кремния, образованной путем окисления карбида кремния, связана со стерическими нарушениями ближнего порядка в координационной сфере кремния, что обусловлено различиями кристаллической решетки карбида кремния и кристаллических решеток кремнеземных образований, образующихся при термическом нагреве.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-08-00340а.

Литература

1. Золотарев В.М. Высокотемпературная спектральная излучательная способность SiC в ИК-области // Оптика и спектр., 2007 (в печати)
2. Золотарев В.М., Мамедов Р.К., Бехтерев А.Н., Волчек Б.З. Спектральная излучательная способность Глобара в области 2-50 мкм // Оптич. журнал, 2007 (в печати)
3. Инфракрасные спектры неорганических стекол и кристаллов. / Под ред. А.Г.Власова, В.А. Флоринской. – Л.: Химия, 1972. – 303 с.
4. Плюснина И.И. Инфракрасные спектры силикатов. – М.: Изд. МГУ, 1967. – 198 с.
5. Aspnes D.E., Theeten J.B., Hottier F. // Phys. Rev. **B20**, 3292, 1979.
6. Mitra S.S. /in "Handbook of Optical Constants of Solids", v.1 //Ed. E. D. Palik. Acad. Press, San Diego, 1991. P.213
7. Лебедев А.А. / В сб. статей «50 лет Государственного оптического института им. С.И.Вавилова (1918–1968)». Под ред. Ю. Н. Гороховского. Л.: Машиностроение, 1968.

АНАЛИЗ СТИМУЛИРОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО УГЛЕРОДА С ТУБУЛЯРНЫМИ И ФУЛЛЕРЕНОВЫМИ ФРАГМЕНТАМИ ПО ДАННЫМ ИК- И КР- СПЕКТРОСКОПИИ

А.Н. Бехтерев

В работе дается систематический анализ имеющихся экспериментальных результатов по взаимосвязи активности колебательных состояний в ИК и КР-спектрах двух классов нанокристаллических материалов на основе углерода со стимулированной температурой структурными превращениями. Названные материалы могут служить основой для создания технологически перспективных анизотропных композитов с тубулярными и фуллереновыми фрагментами. Выводы сопоставляются с имеющимися в литературе расчетами плотности фононных состояний низкоразмерных графитов.

Материалы на основе конденсированного углерода в силу разнообразных и уникальных технологических свойств имеют широкое применение в классических отраслях промышленности (электрометаллургия, автомобильная и химическая промышленность), в активно развивающихся современных технологиях и направлениях (атомная энергетика, аэро- и ракетно-космическая техника, термо-, фотоэмиссионная микро- и нанoeлектроника). Перспективы дальнейшего применения данных материалов связаны с созданием композиционных материалов на основе конденсированного углерода, с использованием микро- и нанокомпозитов (наноалмазов, фуллеренов, тубуленов). Практически все свойства материалов на основе конденсированного углерода прогнозируются исходя из знания электронной и фононной структуры материалов [1–4]. Фононная дисперсия в данных материалах изучена практически по исследованиям комбинационного рассеяния (КР-), неупругого рассеяния нейтронов и в настоящее время далека от завершения [1, 5, 6].

Прогнозирование и моделирование теплофизических и механических свойств углеродных материалов (УМ), наиболее актуальных в технологических приложениях, возможно в условиях достаточно полной информации об электронных и колебательных свойствах материалов. В исследованиях колебательных состояний в УМ наиболее актуальными являются ИК- и КР-спектроскопические, основанные на пропускании и отражении излучения.

В работе представлены результаты комплексных исследований по взаимосвязи структурных и колебательных свойств в двух классах УМ с направленно изменяющейся степенью совершенства кристаллической структуры нанокристаллических образцов: в пироуглероде (ПУ) и в стеклоуглероде (СУ). В рамках современной терминологии ПУ можно отнести в микрокристаллическим, а СУ – к нанокристаллическим переходным формам углерода. Понятие переходной формы определяется наличием в структуре названных материалов гибридизированных sp^n -валентных углеродных связей ($1 \leq n \leq 3$), характерных для основных аллотропных форм углерода: алмаза ($n = 3$), графита ($n = 2$), карбина ($n = 1$) [5–8].

Структурные исследования образцов

Исходные образцы были получены стандартными методами с помощью пиролиза углеводородной газовой фазы при температуре 1600 °С (ПУ) и фенолформальдегидной смолы при медленном подъеме температуры до 1300 °С (СУ) [7]. Последующие стимулированные структурные превращения в материалах инициировались путем термической обработки образцов и инертной (аргоновой) среде при температурах 2000 °С, 2300 °С, 2500 °С, 2700 °С, 3000 °С, 3200 °С [5]. Структурные параметры определялись стандартно – методом рентгеноструктурного анализа [7]. Размеры областей когерент-

ного рассеяния, которые сопоставляются размерам микрокристаллов, вдоль *a*- и *c*- гексагональных осей графита вычислялись стандартно – по ширине дифракционных максимумов согласно формуле Селякова-Шеррера:

$$L = A\lambda / \beta \cos \theta, \quad (1)$$

где β – полуширина линии, A – постоянная, зависящая от формы частиц, λ – длина волны рентгеновского излучения, θ – угол дифракции. При этом диаметр кристаллов L_a вычислялся по ширине линии ($hk0$), $A_1=1,84$; высота кристаллов L_c рассчитывалась по ширине линии ($00l$), $A_2=0,89$. Межслоевое расстояние d_{002} , один из наиболее важных показателей совершенства кристаллической структуры УМ, определялось по уравнению Вульфа-Брегга:

$$2 d \sin \theta = n\lambda, \quad (2)$$

где θ – угол отражения, определяемый геометрией съемки линии (002), λ – длина волны рентгеновского излучения. В табл. 1, 2 приведены основные параметры микрокристаллов ПУ и СУ с направленно измененной структурой, рассчитанные по результатам рентгеноструктурных исследований. Кроме этого, помещены данные по плотности и пористости данных и аналогичных по структуре УМ[7]. Из сопоставления приведенных в таблицах данных с параметрами монокристаллического графита [7] следует, что с увеличением температуры обработки в той и другой серии образцов наблюдается монотонный рост размеров кристаллитов (L_a , L_c) и уменьшение межплоскостного расстояния (d_{002}). Однако размеры микрокристаллов в образцах ПУ на порядок больше, чем аналогичные параметры у СУ (табл.1, 2).

Параметры Образцы	d_{002} , нм	L_a , нм	L_c , нм	ρ , кг/м ³	ρ , 10 ⁻² отн.ед.	N , 10 ²⁵ м ⁻³
1. СУ-1500	0,3510	3,5	2,5	1550	27,5	2,8
2. СУ-2700	0,3428	5,2	4,0	1270	43,0	
3. СУ-3000	0,3425	5,4	4,2	1200	46,9	4,3

Примечание: ρ – истинная плотность материала, ρ –общая пористость

Табл. 1. Структурные параметры образцов стеклоглерода [5, 11]

Параметры Образцы	d_{002} , нм	L_a , нм	L_c , нм	ρ , кг/м ³	ρ , 10 ⁻² отн. ед.	N , 10 ²⁵ м ⁻³
1. ПУ-2100	0,3420	37,0	21,0	2180	7	3,6
2. ПУ-2500	0,3410	40,0	24,0	2220	5	4,0
3. ПУ-2700	0,3386	70,0	28,0	2220	3	4,2
4. ПУ-3000	0,3368	86,0	31,0	2230	2	4,4
5. МГ	0,3360	>> 10 ³	>> 10 ³	2260	0,1	4,6

Примечание: обозначения аналогичны табл. 1.

Табл. 2. Структурные параметры образцов пироуглерода [5, 11]

Количественный рост размеров микрокристаллов приводит к качественным изменениям структуры. Межплоскостное расстояние (d_{002}) у наиболее совершенного ПУ-3000 принимает значения, близкие к монокристаллическому графиту (МГ), соответствующий параметр даже у образца СУ-3000 практически совпадает с межплоскостным

расстоянием для исходного, несовершенного ПУ-2100. Как показывает при этом элементный анализ [3, 7], при термической обработке в образцах ПУ и СУ резко уменьшается содержание примесей и растет концентрация свободных носителей заряда (табл. 1, 2). Предполагается, что рост размеров кристаллитов (структурно-упорядоченной фазы) происходит за счет неупорядоченного углерода, находящегося в кластерных лентообразных слоистых и цепочечных структурах между нанокристаллами [7, 8]. По современным представлениям нанокристаллы ПУ представляют собой деформированные, достаточно протяженные плоские слоевые структуры, которые возрастают в размерах, наблюдается увеличение их совершенства с ростом температуры обработки образцов [3, 6].

В отличие от ПУ, в СУ нанокристаллы-глобулы имеют многослойное, фуллереноподобное, луковичное строение с расстояниями между слоями около 3,4–3,5 Å, пространство между глобулами заполнено структурно неупорядоченной фазой, состоящей из переплетенных карбиновых и слоистых фуллереноподобных мотивов [8, 9].

Из табл. 1, 2 следует, что при увеличении температуры обработки образцов ПУ и СУ наблюдается некоторое монотонное увеличение пористости СУ и уменьшение пористости ПУ, по-видимому, связанное с выводом из системы примесных хемисорбированных атомов. Кроме этого, очевидно, пористость СУ обусловлена многослойными, фуллереноподобными, каркасными глобулами, концентрация которых должна возрастать с увеличением температуры обработки. В ПУ пористость уменьшается с уменьшением доли структурно неупорядоченного углерода в пространстве между нанокристаллами. Отмеченные процессы сопровождаются незначительным возрастанием плотности ПУ и уменьшением плотности СУ, что косвенно подтверждает выдвинутые предположения.

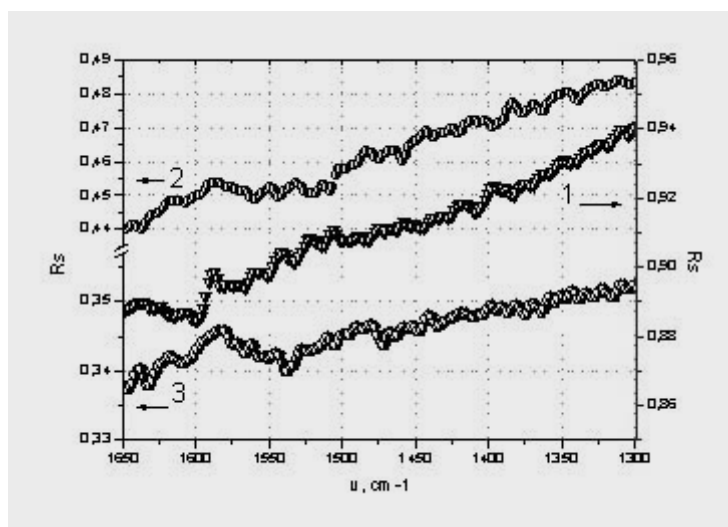


Рис. 1. ИК-Фурье спектры зеркального отражения пироуглерода в области колебательной моды E_{1u} : 1- PC-3200, 2- PC-2700, 3- PC-2500

Анализ спектроскопических результатов

В работе проведено комплексное спектроскопическое исследование двух серий углеродсодержащих нанокристаллических образцов (ПУ, СУ) методами ИК-Фурье спектроскопии зеркального (рис. 1, 2) и диффузного ИК-отражения (рис 3). Результаты сопоставлены с данными по изучению спектров комбинационного рассеяния (КР-) на тех же сериях образцов [10] и расчетами функции плотности колебательных состояний идеального и дефектного графита [1, 4]. Основные спектроскопические результаты с идентификацией колебательных состояний в зарегистрированных оптических спектрах

и рассчитанных в моделях идеального и дефектного графитов систематизированы в табл. 3.

Согласно теоретико-групповому анализу гексагональной кристаллической решетки графита, относительно центральной точки Γ зоны Бриллюэна оптически активны четыре колебательных моды [12]:

$$\Gamma = A_{2u} + E_{1u} + 2 \cdot E_{2g}, \quad (3)$$

одна из которых A_{2u} обусловлена невырожденными межплоскостными антисимметричными колебаниями атомов углерода в элементарной ячейке графита, а три других двукратно вырождены. Причем мода E_{1u} описывает антисимметричные, а две другие – $2E_{2g}$ – симметричные внутриплоскостные колебания атомов углерода. Согласно правилам отбора колебания A_{2u} и E_{1u} должны проявляться в ИК спектрах, а колебания симметрии E_{2g} активны в КР спектрах графитов [1]. Анализируя экспериментальные данные по взаимосвязи оптических свойств и структуры графитов [1, 4, 5], а также материалов на основе конденсированного нанougлерода, можно прийти к выводу, что колебательные моды симметрии E_{1u} и E_{2g} характеризуют в основном двумерную структурную упорядоченность, а мода A_{2u} связана с трехмерной упорядоченностью расположения атомов углерода в кристаллической решетке графита [1, 4, 5]. Отклонения от идеальности в структуре образцов приводят к соответствующему понижению симметрии отдельных фрагментов кристаллической решетки и, как следствие, к возможному нарушению правил отбора и проявлению указанных факторов в ИК- и КР- спектрах [1,12].

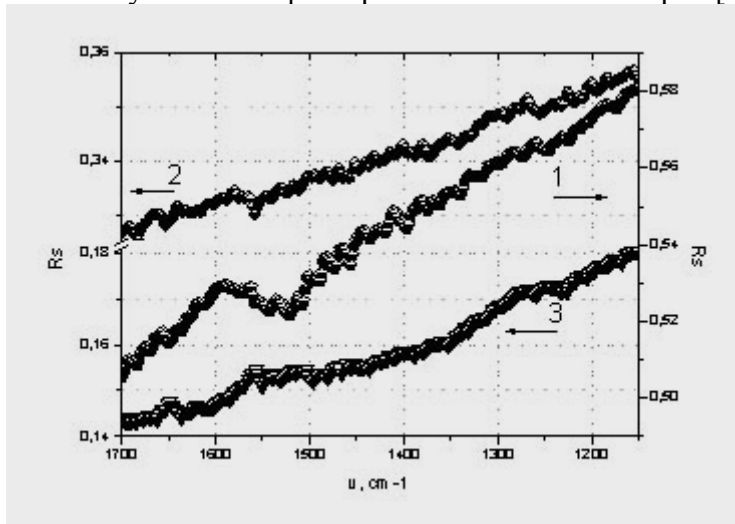


Рис. 2. ИК-Фурье спектры зеркального отражения стеклоглерода в области колебательной моды E_{1u} : 1- GC-3000, 2- GC-2700, 3- GC-1500

К нарушениям строения кристаллической решетки гексагонального графита можно отнести:

- появление, наряду с трехмерными, двумерных графитоподобных структур;
- деформацию графитоподобных моноплоскостей и отклонение вследствие этого валентных углов от 120° ;
- нарушение трансляционной симметрии, вызванной конечными размерами нанокристаллов;
- образование фрагментов, подобных тубуленовым и фуллереновым углеродным мотивам;
- наличие адсорбированных атомов и молекулярных групп (в первую очередь – водорода, кислорода, гидроксильных групп).

Вследствие этого в ИК спектре данных материалов можно ожидать появление полос поглощения, соответствующих симметрии одномерного тубуленового (D_{nh} , D_{nd} , C_n) и двумерного фуллеренового (I_h) нанougлерода и адсорбированных молекул.

Колебательные моды конденсированного углерода в этом случае дополнительно будут соответствовать следующим неприводимым представлениям [12, 13]:

$$D_{nh} : \Gamma^{vibr} = 4A_{1g} + 2A_{1u} + 4A_{2g} + 2A_{2u} + 2B_{1g} + 4B_{1u} + 2B_{2g} + 4B_{2u} + 4E_{1g} + 8E_{1u} + 8E_{2g} + 4E_{2u} + \dots + 8E_{(n/2-1)g} + 4E_{(n/2-1)u}, \quad (4)$$

$$C_n : \Gamma^{vibr} = 6A + 6B + 6E_1 + 6E_2 + \dots + 6E_{(n/2-1)}, \quad (5)$$

$$I_h : \Gamma^{vibr} = 2A_g + 3T_{1g} + 4T_{2g} + 6G_g + 8H_g + A_u + 4T_{1u} + 5T_{2u} + 6G_u + 7H_u, \quad (6)$$

здесь, в основном, моды в антисимметричных колебаниях ИК – активны, а моды в симметричных колебаниях: КР – активны. Как следует из анализа неприводимых представлений, с понижением симметрии кристаллической решетки конденсированного углерода увеличивается число ИК и КР активных колебаний, при этом некоторые колебания ввиду нарушения правил отбора наблюдаются одновременно в ИК и КР спектрах (табл. 3). Превращение углеродного вещества в искусственный графит происходит путем увеличения размеров плоских участков слоев, их взаимной ориентации и соединения. Предполагается, что определенная доля атомов углерода в неупорядоченной фазе находится в состоянии sp^n -валентной гибридизации ($1 \leq n \leq 3$) и связывает слои между собой.

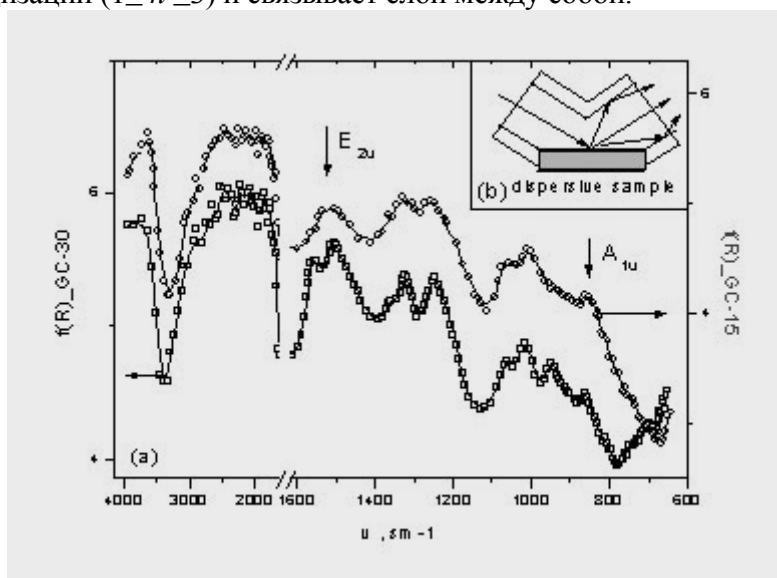


Рис. 3. ИК- спектр диффузного отражения стеклоглерода: (а) GC-3000 (левая шкала), GC-1500 (правая шкала); (b) – ход лучей в схеме приставки диффузного ИК- отражения с образцом (дисперсная смесь NaCl + нанокристаллический углерод)

Физико-химическую гипотезу о природе данных связей впервые выдвинул В.И. Касаточкин [14, 8]. В соответствии с его концепцией плоские ароматические слои, включающие атомы углерода, соединяются между собой линейными углеродными цепочками. В неграфитирующихся углеродных материалах (СУ, сажа) эти цепочки имеют полииновую ($-C \equiv C - \dots - C \equiv C-$)_n или кумуленовую ($=C = \dots = C =$)_n природу, а в графитирующихся материалах (ПУ, природные угли) – в основном полиеновую ($-CH = CH - \dots - CH = CH-$)_n структуру. В неграфитирующихся веществах допускается также наличие алмазоподобных sp^3 -связей углерода. В данной модели непонятна природа сил, способных перемещать целые углеродные кластеры-слои в процессе их формирования в достаточно протяженные графитовые слои пакеты при образовании графита с изменением внешних условий – при термической обработке и воздействии давления.

В соответствии с другой моделью графитоподобные слои могут быть деформированы [8, 15]. Размеры микрокристаллов согласно данной модели, определяемые с помощью рентгеноструктурного анализа, значительно меньше и представляют собой параметры плоских участков данных слоев. Размеры же самих реальных слоев могут быть значительно больше. В модели деформированных слоев соседние углеродные слои могут объединяться за счет винтовых дислокаций и клещевидных дефектов. Искривлен-

ные, деформированные углеродные слои могут возникать в процессе их образования, роста, появления дефектов строения, взаимодействия с соседними слоями, вхождения в монографитовые плоскости колец с числом атомов больше шести, ввиду присутствия инородных кластерных включений. В процессе динамического движения системы к более равновесному состоянию в искривленном слое должны возникать поверхностные силы, стремящиеся его распрямить, поскольку это ведет к уменьшению внутренней энергии системы. В результате термической обработки при возрастании подвижности атомов и молекулярных фрагментов отмеченные поверхностные силы могут привести к уменьшению кривизны углеродных слоев, росту видимых размеров гексагональных микро- и нанокристаллов в переходных углеродных структурах.

колебательная мода, см ⁻¹ метод исследования	$2E_2, 2E_1$	E_2+A_1	$2A_{1g}, 2A_1$	дефекты	E_{2g}, E_{1u}	дефекты	A_{1g}, A_1	A_{2u}
КР, $\lambda=488,0$ нм GC-15 GC-30 PC-25	3230 3250сл.	2951 2948 2960	2710 2718 2730 2700	1610 1620	1585 1574 1581		1344 1358 1360	
ИК отражение, (К.-К.анализ), $\alpha(v)$, GC-15 GC-30 PC-25	3220 3230 3235	2950 сл. 2950 сл. 3030 сл.	2740 2760 2780 сл.	1640сл. 1630сл. 1610сл.	1570 1580 1560	1510 1485 1480сл.	1340 1355 1360	780 815 840
Диффузное отр. $1/R_\infty(v)$, GC-15 GC-30 PC-25	3100 сл. 3250 сл. 3250 сл.	3050 сл. 2950 сл. 2962 сл.	2750 сл. 2750 1710 сл.	1600сл. 1600сл.	1560 сл. 1570 1545	1515 1515 1505 1400сл.	1330 1320 1370 1310	865 870 952 825
Плотность ко- лебат. сост. графита, $G(v)$	3250	2975	2760 2680	1620	1595	1530	1380	860

Примечания: КР – [10], ИК–Крамерс-Крониг анализ данных по ИК- внешнему отражению с приставкой НПВО образцов ПУ(РС) и СУ (GC)[5, 11], диффузное отражение – данная работа, $G(v)$ –[1, 4]; сл.- слабая полоса.

Табл. 3. Колебательные состояния в оптических спектрах пиро- и стеклоглерода согласно данным различных методов

Результаты рентгеноструктурных и электрофизических исследований графитирующих и неграфитирующих углеродных материалов определяют выбор в качестве наиболее предпочтительной модели деформированных слоев [8, 15]. В пользу выбора данной модели свидетельствуют также результаты прямого трансмиссионного и сканирующего электронно-микроскопического наблюдения больших искривленных слоев в углеродных структурах [16]. Согласно данным, приведенным в табл. 3, в ИК спектрах образцов ПУ и СУ с монотонно изменяющейся структурой на фоне интенсивного поглощения свободных носителей заряда и в КР- спектрах наблюдаются селективные полосы поглощения в диапазонах $3250\text{--}2700\text{ см}^{-1}$, $1100\text{--}700\text{ см}^{-1}$, $1700\text{--}1200\text{ см}^{-1}$, $960\text{--}800\text{ см}^{-1}$, которые достаточно хорошо коррелируют с особенностями в спектре функции плотности фоновых состояний и КР- спектрами идеального и дефектного графита [1, 2, 4].

В соответствии с расчетами фоновонного спектра идеального графита [1] в области 850 см^{-1} в ИК спектре поглощения должны проявляться межплоскостные колебания атомов углерода (A_{2u}). В ИК спектрах зеркального и диффузного отражения это – ши-

рокая полоса с двумя разрешенными максимумами в области $950\text{--}820\text{ см}^{-1}$ (табл. 3). Внутриплоскостные колебания атомов углерода симметрии E_{1u} , активны в области 1580 см^{-1} . В данной спектральной области в спектрах можно выделить особенности – максимумы поглощения в области 1570 и 1510 см^{-1} . В соответствии с литературными данными [1], ИК полосы поглощения в области 1570 см^{-1} и 1510 см^{-1} можно отнести к внутриплоскостным (E_{1u}) колебаниям атомов углерода в кристаллической решетке графита, причем второй максимум связывается с колебаниями атомов в деформированных графитовых слоях с отклонением углов в гексагональных структурах от 120° [1]. Деформации слоев могут быть обусловлены вакансиями, внедрениями, наличием в слоях кольцеобразных фрагментов с числом атомов углерода больше и меньше шести [20, 21]. Максимум в области $1360\text{--}1310\text{ см}^{-1}$ обусловлен нарушениями трансляционной симметрии внутри графитоподобных слоев и конечностью их размеров в реальных структурах [1, 4]. Относительная интенсивность данного максимума в КР- спектрах напрямую связывалась со средними размерами нанокристаллов вдоль a -гексагональной оси, что отражено, например, в обзорах [1, 5]. Перегиб в спектрах отражения в области 1400 см^{-1} отражает особенности функции плотности фононных состояний вблизи Г и М точек зоны Бриллюэна графита и связан с трехмерной структурной упорядоченностью образцов [1,13].

Проведенные спектроскопические исследования названных классов углеродных материалов свидетельствуют о том, что двумерное упорядочение – процесс интенсивного роста ароматических структур – протекает в них аналогично, но с различной скоростью в области температур обработок $1000\text{--}2000\text{ }^\circ\text{C}$. В оптических спектрах начинают проявлять активность внутриплоскостные колебательные состояния в области $1580\text{--}1500\text{ см}^{-1}$ (рис.1, 2). На этом этапе межслоевое расстояние в кристаллитах значительно отличается от его значения для идеального графита (табл. 3). Наблюдается качественное отличие в форме кристаллитов: в СУ – это многослойные фуллереноподобные глобулы, сравнимые по наноразмерам вдоль c - и a - гексагональных осей, в ПУ-ПП – это деформированные и плоские гексагональные слоистые структуры, у которых диаметр фрагментов больше толщины в 2–3 раза. В области температур обработок ПУ $2000\text{--}3200\text{ }^\circ\text{C}$, а в СУ – при более высоких температурах и повышенных давлениях инициируются процессы трехмерного упорядочения кристаллической структуры, существенно уменьшается межслоевое расстояние, наблюдается дальнейший рост размеров микрокристаллов, начинают проявлять активность межплоскостные колебательные состояния в диапазоне $870\text{--}820\text{ см}^{-1}$. Изменяется интенсивность всех отмеченных колебательных мод (E_{1u} , E_{2g} , A_{2u}) в соответствии с предполагаемыми структурными превращениями в образцах ПУ и СУ, рассмотренными выше.

Основные выводы по работе

В ИК-Фурье спектрах зеркального, диффузного отражений и в КР- спектрах исследованных образцов ПУ и СУ на интенсивном неселективном фоне зарегистрированы полосы поглощения, соответствующие межплоскостным (A_{2u}) и внутриплоскостным (E_{1u} , E_{2g}) колебательным состояниям атомов углерода в графитоподобных нанокристаллических мотивах, колебания углеродных цепочек полиинового и кумуленового типов.

В работе проведен систематический анализ экспериментальных и теоретических расчетных данных о корреляции изменений стимулированных двумерных и трехмерных структурных превращений, протекающих в двух классах УМ (ПУ и СУ), и динамики изменения положения и интенсивности колебательных состояний атомов углерода в нанокристаллических структурах в данных материалах. Результаты интерпретированы в рамках модели двух стадий структурных превращений, протекающих в УМ при

термической обработке в области температур 1500-3200 °С в инертной среде при атмосферном давлении.

Полученные спектроскопические и рентгеноструктурные данные позволяют высказать ряд предположений о характере структурных превращений, протекающих в УМ, уточнить и повысить надежность модельных представлений о структуре материалов и колебательных состояниях в конденсированном углероде. На основе результатов исследований появляется реальная возможность производить расчеты наиболее важных теплофизических свойств углеродсодержащих материалов, прогнозировать создание материалов с улучшенными теплофизическими параметрами, в первую очередь – анизотропных композитных систем с заданными излучательными и поглощательными способностями. Проведенные спектроскопические исследования в комплексе с ультразвуковыми исследованиями позволяют производить модельные расчеты и прогнозировать механические свойства углеродных композитов на основе ПУ и СУ.

Авторы выражают признательность ведущему научному сотруднику ИВС РАН Волчеку Б.З. и научному сотруднику ИВС РАН Власовой Е.Н. за оказанную техническую помощь в проведении ИК-Фурье спектrophотометрических измерений.

Работа выполнена при поддержке инициативного гранта РФФИ 06-08-00340а.

Литература

1. Carbon molecules and materials /Ed. by R. Setton, P. Bernier, S. Lefrant.- L.-N.Y.: Taylor @ Francis, 2002. 489 p.
2. Chemistry and physics of carbon. / Ed. P.A. Thrower. V.1. 17. 1973.
3. Шулепов С.В. Физика углеродных материалов. – Челябинск: Металлургия, 1990. 334 с.
4. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Saito R. Physics of carbon nanotubes. // Carbon. 1995. V. 33. № 7. P. 883–891.
5. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода. Обзор. // Оптико-механическая промышленность. 1986. №12. С.41–53.
6. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены и структуры углерода. // УФН. 1995. Т. 165. №9. С. 977–1009.
7. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник. / Под ред. В.П. Соседова. – М: Металлургия, 1975. – 335 с.
8. Вяткин Г.П., Байтингер Е.М., Песин Л.А. Определение характера гибридизации валентных состояний углерода спектроскопическими методами. – Челябинск: ЧГТУ, 1996. – 104 с.
9. Kim Y.A., Matusita T., Hayashi T., Endo M., Dresselhaus M.S. Topological change of vapor grown carbon fibers during heat treatment. // Carbon. 2001. V. 39. P. 1747–1752.
10. Баранов А.В., Бехтерев А.Н., Бобович Я.С., Петров В.И. О резонансных свойствах спектров КР графита и стеклоуглерода. // Оптика и спектр. 1987. Т. 62. № 1. С. 1036–1043.
11. Bekhterev A.N. Research of phonon spectrum of graphite's nanocrystalline by ATR-method: an experimental and modeling approach. // In: Joint intern. conf. «Nanocarbon and Nanodiamond-2006». Abstr. /Ed. by A.Y. Vul.-S.-Petersburg:SPFTI RAS. 2006, P.47.
12. Barros E.B., Jorio A, Samsonidze G.G., Capaz R.B. Souza Vilho A.G., Filho J.M., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Review on the symmetry-related properties of carbon nanotubes. // Phys. Rep. 2006. V. 431. P. 261–302.
13. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. – М.: Техносфера, 2003. – 489 с.

14. Структурная химия углерода и углей / Под ред. В.И. Касаточкин. – М.: Химия, 1966. – 290 с.
15. Усенбаев К., Жумалиева К. Рентгенографическое исследование структуры и термических преобразований углеродов.- Фрунзе: Мектеп, 1976. – 187 с.
16. Шумилова Т. Г., Акаи Дж. Природные углеродные нанопазы. – Сыктывкар: Гео-принт, 2004. 20 с.
17. Сладков А.М. Карбин – третья аллотропная форма углерода. – М: Наука, 2003. –151 с.
18. Mounet N., Marzari N. First-principles determination of structural, vibrational, and thermodynamic properties of diamond, graphite, and derivatives. // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. 205214 (13).
19. Fantini C., Cruz E., Jorio A. et al. Resonance Raman study of linear carbon chains formed by the heat treatment of double-wall carbon nanotubes. // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. P. 193408 (4).
20. Terrones H., Terrones M., Hernandez., Grobert N., Charlier J.-C., Ajayan P.M. New metallic allotropes of planar and tubular carbon. // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V. 84. P. 1716.
21. Rocquefelte X., Rignanese G.-M., Meunier V., Terrones H., Terrones M., Charlier J.-C. How to identify Haackelite structure: Theoretical study of their electronic and vibration properties. // *Nanoletters*. 2004. V. 4. № 5. P. 805–810.

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ КОНТРОЛЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ВОДНОЙ СРЕДЫ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Б.И. Деулин

Проанализированы возможности контроля химического состава водной среды методом комбинационного рассеяния света для случая, когда световод, собирающий рассеянный свет, погружен в анализируемую жидкую среду.

Известно, что вода используется не только для бытовых, но и для разных технологических целей в самых разных отраслях народного хозяйства. В связи с этим существует необходимость определения ее химического состава, что определяется задачами конкретных производств. Для достижения этой цели может быть использован метод комбинационного рассеяния света (КРС) [4]. Следует отметить, что сечения КРС малы, поэтому для реализации данного метода используются лазерные источники света. В работах [1, 2] были получены зависимости мощности сигнала КРС компонент пробы, находящейся в кювете сферической формы. Следует отметить, что данные уравнения весьма громоздки, расчет по ним трудоемок, и из них следует, что при проведении исследования химического состава пробы требуется определение ее коэффициентов преломления на длинах волн КР исследуемых веществ и воды. Вышеуказанные недостатки методики связаны с преломлением рассеянного излучения при прохождении им пути от зоны контроля до приемника оптического излучения.

В данной работе предложено использовать световод, собирающий рассеянное излучение, который погружен в исследуемую пробу, см. рис.1. Такой подход позволяет избежать необходимости учета преломления рассеянного излучения на границе проба–воздух.

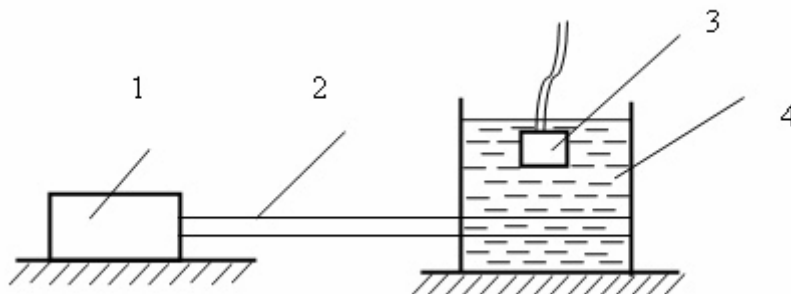


Рис. Схема проведения эксперимента: 1– лазер; 2 – лазерный луч; 3 – световод; 4 – кювета с исследуемой пробой

Рассмотрим данный случай более подробно. Мощность излучения КРС от облученного лазером малого объема запишется следующим образом [3]:

$$P = N_i \sigma I,$$

где N_i – концентрация молекул, совершающих i -е колебание; I – интенсивность лазерного луча; σ – интегральное сечение КР-процесса.

Перепишем данное уравнение в виде

$$P = N_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{кр} \Omega I,$$

где $(d\sigma/d\Omega)^{кр}$ – дифференциальное сечение КР-процесса, Ω – телесный угол.

Пусть кювета имеет произвольную форму. При этом предполагается, что отраженное от стенок кюветы излучение не попадает в зону контроля во избежание интерференции. Обозначим область рассеяния, находящуюся в поле зрения приемника, через

Q . Излучение из произвольной точки $S \in Q$ будет распространяться в телесный угол Ω , тогда выражение для мощности сигнала, поступающего в световод, определится следующим образом:

$$P = \beta N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{kp} \iiint_Q I T \Omega dQ,$$

где β – индикатрисса рассеяния, T – функция ослабления сигнала рассеяния в пробе.

Метод КРС позволяет определить концентрацию исследуемого ингредиента раствора относительно какой-либо известной составляющей. В качестве компоненты сравнения возьмем воду. Наиболее сильная линия КР воды имеет частотный сдвиг 3440 см^{-1} , дифференциальное сечение порядка $10^{-29} \text{ см}^2/\text{стер}$ [4]. Запишем данное уравнение для исследуемой компоненты:

$$P_x = \beta N_x \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_x^{kp} \iiint_{Q_x} I_x T_x \Omega_x dQ_x. \quad (1)$$

Для молекул воды

$$P_\epsilon = \beta N_\epsilon \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\epsilon^{kp} \iiint_{Q_\epsilon} I_\epsilon T_\epsilon \Omega_\epsilon dQ_\epsilon. \quad (2)$$

Будем считать, что в устройстве приняты меры по учету нестабильности источника зондирующего излучения, и преломление рассеянного излучения отсутствует. Считаем, что расстояние от зоны контроля до световода невелико и потери энергии в световоде и в пробе на длинах волн КРС исследуемых ингредиентов и воды примерно равны. Тогда имеем:

$$Q_\epsilon = Q_x; I_\epsilon = I_x; \Omega_\epsilon = \Omega_x; T_x = T_\epsilon$$

Разделив выражение (1) на выражение (2), получим:

$$\frac{P_x}{P_\epsilon} = \frac{N_x \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_x^{kp}}{N_\epsilon \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\epsilon^{kp}}. \quad (3)$$

Уравнение (3) аналогично уравнению лидара для исследования атмосферы [3]. Таким образом, введение приемника рассеянного излучения в пробу избавляет от необходимости определения коэффициентов преломления и ряда других параметров, что существенно упрощает расчеты, время и методику эксперимента. Данный подход может быть полезен и при исследовании жидкостей методом флюоресценции.

Заключение

Применительно к методу комбинационного рассеяния света проведен анализ способа контроля химического состава водной среды для световода, собирающего рассеянный свет и погруженного в анализируемую жидкость. Аналитическим путем показано, что введение световода в пробу для сбора рассеянного излучения существенно упрощает расчеты и методику эксперимента.

Литература

1. Деулин Б.И. К вопросу определения мощности сигнала комбинационного рассеяния света при его прохождении через две среды: жидкость-воздух. / Сб. междун. выставки-интернет-конф. «Энергообеспечение и безопасность». Орел: изд-во Орел-ГАУ, 2005.

2. Деулин Б.И. К вопросу определения мощности сигнала комбинационного рассеяния света при его прохождении через три среды: жидкость-стекло-воздух. / Сб. междун. выставки-интернет-конф. «Энергообеспечение и безопасность». Орел: изд-во Орел-ГАУ, 2005.
3. Потапов А.Н., Черкасов В.Н. Лазерные методы дистанционного контроля атмосферы. / Учеб. пособие. – СПб: СЗПИ, 1992.
4. Потапов А.Н., Черкасов В.Н. Лазерные методы дистанционного контроля водной среды. / Учеб. пособие. СПб: СЗПИ, 1993.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Герасимов Г.Н., Халлин Р., Крылов Б.Е., Арнесен А.

Получение коротковолнового лазерного излучения (особенно непрерывного во времени) долгие годы остается целью многих исследователей. Инертные газы с их молекулярными спектроскопическими переходами в основное несвязанное состояние рассматривались как наиболее перспективный объект для целей создания активных сред лазеров, излучающих в коротковолновой области спектра, включая и вакуумную ультрафиолетовую область спектра (ВУФ). В работе Хоутерманса [1], опубликованной незадолго до создания первого лазера, впервые было предложено использовать такие переходы (на примере переходов в молекуле водорода) для получения вынужденного излучения. Было показано, что среды, содержащие молекулы с такими переходами (получившие название эксимерных) в широком диапазоне экспериментальных условий обладают отрицательным коэффициентом поглощения, т.е. являются усиливающими. В цитируемой работе было получено выражение для коэффициента усиления среды k .

$$k = A\lambda^2 \Delta N / 8\pi \Delta \nu_0. \quad (1)$$

Здесь A – вероятность спонтанного перехода, λ – длина волны перехода, ΔN – инверсия населенности (разность заселенности верхнего и нижнего уровней). Для эксимерных сред с низкой газовой температурой эта величина практически равна заселенности возбужденного состояния. $\Delta \nu_0$ – ширина контура спонтанного излучения усиливающей среды. Для эксимерных молекул инертных газов и водорода эти ширины обладают большой величиной, вплоть до нескольких тысяч см^{-1} .

Из выражения (1) следует, что значение коэффициента усиления k на практике не может достигать величин, достаточных для эффективной генерации лазерного излучения, из-за широкой полосы собственной люминесценции $\Delta \nu_0$. Автором работы [1] подчеркивалось, что указанное обстоятельство сильно ограничивает практическое использование эффекта усиления на таких переходах в реальных экспериментах. Для получения коэффициентов усиления, необходимых для практической реализации лазерного эффекта, требуются высокие концентрации возбужденных молекул. Увеличение интенсивности вынужденного излучения при этом должно как минимум компенсировать неизбежные потери излучения в объеме и на оптических элементах резонатора. Трудности достижения лазерной генерации возрастают, как это следует из (1), с переходом в коротковолновую область спектра. Тем не менее, благодаря усилиям Н.Г. Басова с сотрудниками [2] впервые удалось экспериментально получить импульсную лазерную генерацию в ВУФ области спектра на переходах димера ксенона Xe_2^* , на длине волны 172 нм. Последовавшие за работой [2] эксперименты других авторов [3–8] доказали принципиальную возможность получения генерации на спектроскопических переходах гомоядерных димеров криптона Kr_2^* ($\lambda = 147$ нм) и аргона Ar_2^* ($\lambda = 126$ нм).

Успехи, достигнутые в первых экспериментах, к сожалению, не нашли широкого развития. Анализ работы коротковолновых лазеров на эксимерных переходах, выполненный в публикации [9], на примере димера ксенона показал, что получение лазерного ВУФ излучения сопряжено с трудностями принципиального характера. Авторы обратили внимание на то, что для реализации инверсии, требуемой для практически реализуемой генерации в широкополосных спектрах эксимерных молекул, необходима достаточно низкая газовая температура активной среды. Это требование входит в противоречие с неизбежностью работы с высокими плотностями энергии накачки для достижения необходимой концентрации возбужденных состояний. Подобные соображения привели к выводу, что получение эффективной генерации на эксимерных молекулах инертных газов затруднительно, а непрерывная во времени генерация на эксимерных молекулах инертных газов, излучающих в ВУФ области спектра, принципиально невозможна [10].

В настоящей публикации уточняется последнее утверждение. Предлагается другой подход к использованию усиливающих сред с широкой полосой собственной люминесценции, впервые экспериментально демонстрируется коэффициент непрерывного во времени усиления эксимерных сред, достаточный по своей величине для генерации коротковолнового лазерного излучения, включая и ВУФ диапазон.

Идея метода

В лазерной физике в последние годы получил широкое распространение метод генерации узкополосного лазерного излучения, получивший название «injection seeding», заключающийся в генерации лазерного излучения методом инъекции узкополосной «затравки» в оптический резонатор, содержащий широкополосную, однородно уширенную усиливающую среду. Характеризуя основные свойства метода, в работах [11–16], представляющих собой наиболее полное и концентрированное изложение идеи и типичные способы его экспериментальной реализации, отмечается следующее.

Метод узкополосной затравки является способом контроля качества лазерного излучения. В частности, способом сужения полосы генерации лазерного излучения за счет введения в резонатор (извне или непосредственно в резонаторе) излучения с более узкой спектральной полосой по сравнению с полосой люминесценции активной среды. При этом лазерное излучение, развивающееся в резонаторе, практически копирует («mimic») спектр узкополосной затравки. Альтернативные способы получения узкополосного лазерного излучения, например, путем введения в резонатор узкополосных фильтров или путем выделения узкого частотного интервала после генерации мощного широкополосного излучения, и т.д., признаны менее эффективными и более затратными [11–16]. В цитируемых публикациях были сформулированы основные требования к качеству узкополосного излучения и активной среды, необходимые для получения эффекта, заключающегося в «перекачке» максимально большей доли излучения из широкой спектральной полосы в узкую лазерную полосу. Перечислим некоторые из требований.

1. Инъектируемое (или просвечивающее) излучение должно проходить сквозь усиливающую широкополосную среду, возможно более полно совпадая с ней геометрически.
2. Спектральная полоса излучения инъектируемого пучка должна перекрываться с полосой собственного спонтанного излучения усиливающей среды и быть уже ее.
3. Энергия просвечивающего излучения должна превышать энергию шумов спонтанного излучения усиливающей среды.

Помимо этих обязательных требований, указывается на ряд «желательных» условий для достижения возможно более эффективной узкополосной генерации усиливающей широкополосной средой за счет просвечивания резонатора узкополосным излучением. В частности, просвечивание резонатора необходимо начинать сразу же по мере роста инверсии и достижения положительного коэффициента усиления, не дожидаясь момента, когда инверсия станет достаточной для преодоления порога генерации широкополосной средой. В противном случае достичь желаемого эффекта будет значительно труднее, поскольку тогда просвечивающее узкополосное излучение должно обладать существенно большей мощностью, чтобы «победить» собственную генерацию среды.

Усиливающая среда должна обладать однородно либо квазиоднородно уширенным контуром (когда время «перемешивания» однородно уширенных контуров, составляющих весь спектр усиливающей среды, будет меньше времени их разрушения за счет излучения.).

Просвечивающее излучение может быть импульсным или непрерывным во времени. При импульсной инъекции длительность просвечивающего излучения будет дос-

таточной, если она обеспечивает двукратное прохождение света сквозь оптический резонатор.

Просвечивание может осуществляться как лазерным излучением, так и спонтанным, причем излучение может попадать в резонатор извне или зарождаться внутри него. Например, для инжекции может использоваться узкополосная люминесценция самого лазерного материала.

Не останавливаясь на остальных свойствах описываемого метода, укажем, что узкополосное излучение при прохождении среды будет усиливаться с большим темпом, чем собственное широкополосное излучение усиливающей среды.

Действительно, если через единицу площади инверсной среды с однородно уширенной спектральной шириной $\Delta\nu_0$ проходит более узкополосное излучение $\Delta\nu_1$ со спектральной плотностью ρ_ν , то величина мощности излучения на выходе из усиливающей среды будет состоять из двух величин: из падающего на среду излучения $I_0 = \rho_\nu \Delta\nu_1 c$ и излучения, возникающего за счет вынужденных переходов, $\Delta I = \rho_\nu B \Delta N h \nu L$. В предположении отсутствия поглощения, а также пренебрегая собственным спонтанным излучением, на выходе усиливающей среды длиной L , а также полагая, что стимулированное излучение возникает в той же спектральной полосе, что и вынуждающее излучение $\Delta\nu_1$, будем иметь:

$$I = \rho_\nu \Delta\nu_1 c + \rho_\nu B \Delta N h \nu L = I_0 (1 + B \Delta N h \nu L / \Delta\nu_1 c) \text{ (Дж/с см}^2\text{)}$$

Учитывая, что $A / B = 8\pi h \nu^3 / c^3$, получаем:

$$I = I_0 (1 + A \Delta N^2 L / 8\pi \Delta\nu_1).$$

Здесь A и B – коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных переходов, c – скорость света. То есть, в первом приближении экспоненциальный множитель усиливающей среды κL оценивается величиной

$$\kappa L = A \Delta N^2 L / 8\pi \Delta\nu_1. \quad (2)$$

Согласно (2), коэффициент усиления узкополосного излучения зависит от спектральной ширины просвечиваемого излучения. В том случае, если оно будет обладать меньшей спектральной шириной по сравнению с собственной шириной инверсной среды, скорость его нарастания будет превышать скорость нарастания широкополосного собственного излучения. В конечном счете это приведет к погасанию широкополосного излучения (в резонаторе или в протяженной среде) и «перекачке» энергии в узкополосное излучение, повторяющее по своему спектральному составу контур узкополосной заправки.

Последнее утверждение и является ключевым в понимании сути предлагаемого метода. Основное отличие от seeding-метода состоит лишь в том, что в seeding-методе речь идет о генерирующих средах. В данном подходе предлагается использовать широкополосные инверсные газовые среды, обладающие низким коэффициентом усиления, в которых генерация лазерного излучения затруднена, а непрерывная во времени и во все невозможна.

Низкотемпературная плазма инертных газов, излучающая широкополосные ВУФ континуумы, а также плазма водорода, с ее континуумом в области 170–300 нм, являются примерами таких сред. Природа континуумов, условия их формирования из возбужденных атомов достоверно установлены [17]. ВУФ континуумы димеров инертных газов, как и континуум молекулы водорода, формируются за счет спектроскопических переходов из возбужденного связанного состояния в основное, несвязанное.

Спектроскопический переход из каждого колебательного состояния представляет собой однородно уширенный контур. При повышенных давлениях (как правило, более 500 Тор) скорость перемешивания заселенностей колебательных уровней достигает скорости их радиационного распада, и континуум в целом может рассматриваться как однородно уширенный.

Эксперимент

Работоспособность метода проверялась экспериментально для двух областей спектра: для области УФ диапазона (использовался известный континуум водорода) и для ВУФ диапазона (использовался континуум димера криптона).

В первом случае, когда просвечивалась среда, излучающая известный водородный континуум в области 170–300 нм, в качестве внешнего источника использовалось излучение второй гармоники аргонного ионного лазера (244–254 нм) или атомное излучение ртути (253.7 нм). При этом [18–21] основные требования метода узкополосной затравки выполнялись «автоматически». Разряд постоянного тока силой ~ 30 мА, содержащий возбужденные молекулы водорода, поджигался в капилляре диаметром 2–3 мм (в разных экспериментах использовались капилляры разных диаметров). При этом плазма равномерно заполняла объем капилляра, и с помощью системы диафрагм не представляло труда выделить луч, проходящий точно сквозь усиливающую среду.

Соотношение ширин спектров водородного континуума и лазерного излучения второй гармоники аргонного лазера по оценке авторов [18–20] было больше 10^4 , а при использовании ртутной линии оно составляло величину порядка 10^4 . Основные результаты и выводы из проведенных экспериментов в сжатой форме могут быть представлены следующим образом.

Проходящее сквозь водородную низкотемпературную плазму длиной 30 см узкополосное излучение усиливалось на десятки процентов. При использовании второй гармоники аргонного лазера в качестве узкополосной затравки разница в величине интенсивности узкополосного излучения при включенном водородном разряде и без него превышала 70 %. Она достигла более 40% ее первоначального значения при использовании ртутной лампы в качестве просвечивающего излучения. Многочисленные эксперименты показали, что коэффициент усиления находился в пределах 0.015–0.025 см⁻¹.

Эксперименты с криптоновой плазмой, представляющей собой усиливающую среду в ближней вакуумной ультрафиолетовой области спектра (120–180 нм), были сложнее из-за особенностей ВУФ диапазона. В экспериментах в качестве источника узкополосного излучения использовался, узкополосный спектр гетероядерного димера KrXe^* [22], локализованный вблизи максимума излучения димера криптона Kr_2^* .

Соотношение ширин континуума и полосы излучения гетероядерной молекулы составляло величину порядка 10^3 .

Спектральная плотность узкополосного излучения превышала плотность континуума по оценкам не менее чем в 100 раз.

Экспериментальная методика возбуждения такого спектра, все детали эксперимента, его результаты и интерпретация опубликованы ранее [23–26].

Интенсивность узкополосного спектра возрастает экспоненциально при увеличении длины разряда с коэффициентом 0.05–0.1 см⁻¹. Мощность узкополосного излучения, измеренная разными методами, находится на уровне 10 мВт для разряда длиной 80 см [24–26].

Узкополосное излучение характеризуется угловой расходимостью порядка 10^{-3} рад, в то время как угол раскрытия диаграммы направленности для излучения вне усиливающейся полосы оценивается величиной $4 \cdot 10^{-2}$ рад.

Заключение и выводы

Таким образом, предложенный метод позволяет получать перестраиваемое вынужденное излучение в широком диапазоне длин волн, в пределах полосы люминесценции усиливающей среды. Этот метод является развитием известных методов «injection-locking» и «injection-seeding», хотя в данном случае его уместно назвать как «injection-

lasing», поскольку этим методом можно достичь эффективной генерации лазерного излучения, используя широкополосные усиливающие среды, в которых ранее генерация считалась невозможной.

Авторы благодарны физическому институту университета г.Упсала (Швеция), где были выполнены основные эксперименты, а также программе Visby (Швеция) за финансовую поддержку исследований.

Литература

1. F.G. Houtermans // *Helv. Phys. Acta.* **33**, 933-940, (1960).
2. N.G. Basov, V.A. Danilichev, Yu.M. Popov, D.D. Khodkevich // *JETP Lett.* **12**, 329-331, (1970).
3. H.A. Koehler, L.J. Ferderber, P.J. Ebert // *Phys.Rev.* **A 9**, 768, (1974)
4. P.J. Ebert, L.J. Ferderber, H.A.Koehler, R.W. Kuckuck, D.L. Redhead // *IEEE.Quantum Electron.*, **10**, 736, (1974).
5. W.A. Jonson, J.B. Gerardo // *Proc. Conf. on Lasere Engineering and Applications* (N.Y., 1973, P.29).
6. W.A. Jonson, J.B. Gerardo // *J.Appl.Phys.*, **44**, 4120, (1973).
7. J.B. Gerardo, W.A. Jonson // *J.Appl.Phys.*, **45**, 867, (1974).
8. P.W. Hoff, J.C. Swingle, C.K. Rhodes // *Appl. Phys. Letts*, **24**, 488, (1974).
9. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // *Квантовая электроника*. 1997. Т. 24. № 12. С. 1145–1152.
10. Справочник по лазерам. / Под ред. А.М.Прохорова. Т. 1. М.: Советское радио, 1978.
11. Norman P. Barnes and James C.Norman // *IEEE JQE*, **29**, N10, 2670-2683, (1993).
12. Irving J. Bigio and Michael Slatkine // *IEEE JQE*, **19**, N9, 1426-1436, (1983).
13. J.Goldhar, J.Dickie, L.P.Bradley, and L.D.Pleasance // *Appl.Phys. Lett.*, **31**, N10, 677-679, (1977).
14. Qiang Wang, Song Han, Li Yan, P.-T.Ho, Mark Dubinskii, Gary L. Wood, Bahram Zandi // *IEEE JQE*, **41**,N9, 1168-1175, (2005).
15. David J.L.Birkin, E.U.Rafailov, W.Sibbett, and E.Avrutin // *IEEE P.T.Lett.*, **13**, N11, 1158-1160, (2001).
16. Edik U.Rafailov, David J.L.Birkin, Wilson Sibbett, and E.A.Avrutin // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*// **7**, N2, 287-292, (2001).
17. Г.Н.Герасимов, Б.Е. Крылов, А.В. Логинов, С.А. Щукин // *УФН*, **162**, №5, 123-157, (1992) .
18. G. Gerasimov, R. Hallin, M.Maleshin, F. Heijkenskjold, Kuhn T. // *29th EGAS Conference. Abstracts.- Berlin, 1997.-p.FRP081.*
19. Герасимов Г.Н. // *Оптический журнал*. 2000. Т. 67. № 3. С. 3-7.
20. Герасимов Г.Н., Hallin R., Малешин М.Н., Heijkenskjold F., Kuhn T., Sundberg P. // *Оптика и спектроскопия*. 2002. Т. 92. №3. С. 521–527.
21. G.Gerasimov // *Spectroscopy letters*, **34**, N2, 191-197, (2001).
22. Герасимов Г.Н. // *УФН*, **47**, №2, 149-168, (2004).
23. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Халлин З., Морозов А.О., Арнесен А., Хайкеншельд Ф. // *Опт и спектр*. 2003. Т. 94. № 3. С. 374–383.
24. G.Gerasimov, R.Hallin, B.Krylov, A.Arnesen // *17th International conference on SPECTRAL LINE SHAPES*, Paris –June 21-25, P.21-28, (2004).
25. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Халлин З., Морозов А.О., Арнесен А., Хайкеншельд Ф. // *Опт и спектр*, 2002. Т. 92. № 2. С. 290–297.
26. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A. // *Опт и спектр*. 2006. Т. 100. №6. С. 904–909.

ИНДУКТИВНО СВЯЗАННАЯ ПЛАЗМА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПРИМЕНЕНИИ К ЭЛЕМЕНТНОМУ И МОЛЕКУЛЯРНОМУ ЭМИССИОННОМУ АНАЛИЗУ

М.А. Карташева, О.Н.Кононова, А.В. Логинов, М.Н. Малешин

В статье рассмотрены возможности применения источника возбуждения спектров – индуктивно связанной плазмы низкого давления – для определения молекулярного и элементного состава веществ. Исследования проводились методом эмиссионной спектроскопии. Получены и идентифицированы УВИ спектры молекулы SiF, а также атомарные спектры некоторых элементов в ВУФ области спектра.

В настоящее время в мире интенсивно работает три группы сотрудников по исследованию и применению индуктивно связанной плазмы низкого давления (ИСП НД) в эмиссионном и масс спектральном анализе – в США, США совместно с Южной Кореей и в Японии [1–6]. Получены интересные результаты при проведении анализа газообразных проб с применением ИСП НД как источника возбуждения эмиссионных спектров и как источника ионов для масс спектрометра [1, 2]. Основное внимание все исследователи уделяют расширению класса проб, анализ которых может быть осуществлен с применением ИСП НД, в особенности это относится к жидким пробам. Хотя в этой области прочное и ведущее место занимает источник возбуждения спектров на основе индуктивно связанной плазмы атмосферного давления, применение ИСП НД обеспечивает целый ряд преимуществ. Это, прежде всего, низкие расходы рабочего газа, малые мощности, малые расходы пробы и отсутствие контакта плазмы источника с окружающей средой аналитической лаборатории. Все это позволяет, например, несравненно лучше удовлетворять требования санитарно-экологического контроля производства, нежели при использовании любой другой аналитической техники. При этом остается возможность проведения многоэлементного одновременного анализа для таких элементов, как, например, хлор, фтор, алюминий, фосфор, сера, при сохранении требуемых аналитических характеристик. Обнадеживающие результаты в области применения ИСП НД для определения элементного состава жидких проб получены как за рубежом [4–6], так и в нашей стране [7, 8].

Проводится много исследований и разработок по созданию различных источников возбуждения эмиссионных спектров и источников ионов, основанных на различных типах плазмы низкого давления [9]. Это так называемые перестраиваемые источники, позволяющие получать информацию как об элементном составе веществ, так и о молекулярном их составе, что достигается перестройкой режима работы источника. К таким источникам следует, прежде всего, отнести и ИСП НД [9, 10], которая может служить источником с управляемой фрагментацией сложных молекул с дальнейшей идентификацией осколков эмиссионным, абсорбционным [14], или масс-спектральными методами [1, 10]. В работах [11, 12] ИСП НД применялась для получения молекулы-радикала YbF и исследования ее эмиссионных спектров. В этих работах с целью идентификации наблюдаемых спектров проведен квантовомеханический расчет факторов Франка-Кондона. Диагностика присутствия молекул в плазме также проведена на монопольном масс-анализаторе.

В настоящей работе получены эмиссионные спектры молекулы SiF в видимой области и атомные эмиссионные ВУФ (вакуумный ультрафиолет) спектры алюминия и хлора. Спектры SiF наблюдались при подаче в плазму аргона с примесью 1–3% SF₆. Условия в плазме: давление 1 мм рт.ст., мощность, подводимая к плазме, 100 Вт, частота 27,12 МГц. При таких условиях происходит разложение молекулы SF₆ с образованием свободного фтора. При его взаимодействии со стенками кварцевой трубки образуются фториды кремния. По мнению авторов работы, наиболее вероятным является образование SiF₄, в парах которого продолжает работать плазма, с последующей фраг-

ментацией этой молекулы с дальнейшим образованием SiF. Полученные спектры приведены на рис. 1. Спектры зарегистрированы на спектрометре последовательного анализа JY38P. Свободно разрешаемый интервал составляет 0,03 нм, шаг сканирования 0,1 нм при накоплении 1 с на точку.

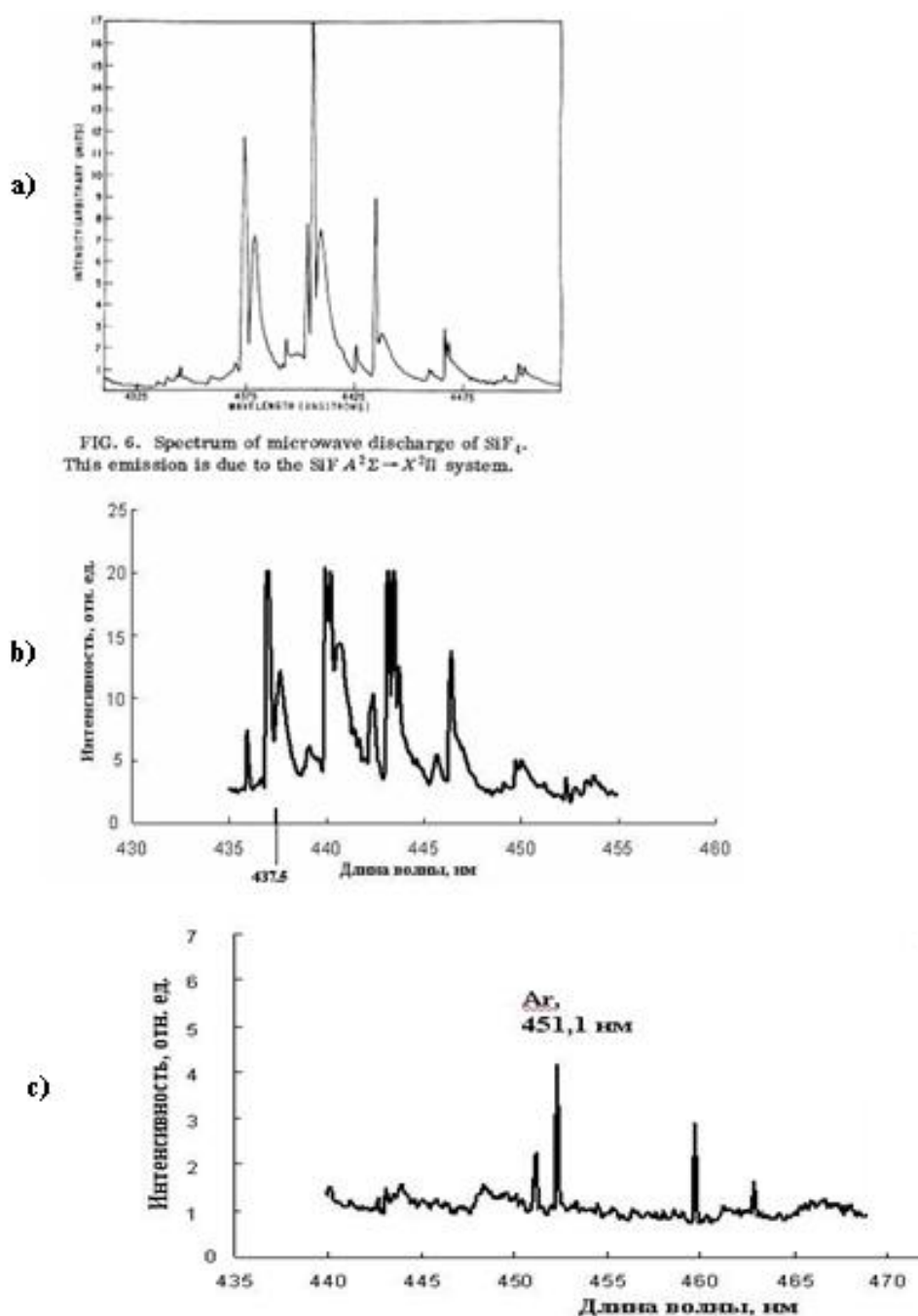


Рис.1. Эмиссионные спектры молекулы SiF в индуктивно связанной плазме низкого давления: а) – литература [13]; б) – настоящая работа, плазма сформирована в кварцевой трубке; в) – настоящая работа, плазма сформирована в трубке из монокристалла Al₂O₃

На рис. 1 в) приведена запись той же области спектра при тех же операционных условиях плазмы, но в трубке из монокристалла Al₂O₃. В этом случае отсутствует спектр SiF и видны линии аргона, не наблюдаемые при наличии интенсивного спектра SiF. Идентификация наблюдаемых спектров осуществлена экспериментально при сравнении их со спектрами, полученными в работе [13], а также при помощи квантовой меха-

нических расчетов факторов Франка-Кондона. Подробное описание экспериментальной и теоретической идентификации молекулярных спектров, получаемых в ИСП НД, приведено в статье, подготовленной к печати в журнале «Оптика и спектроскопия».

В работе также были проведены предварительные исследования по получению ВУФ спектров алюминия и хлора. Для этого была проведена стыковка источника ИСП НД с вакуумным монохроматором ВМ4. Спектры возбуждались в кварцевой трубке при разложении солей AlCl_3 и NaCl , вводимых в плазму в виде порошков в специальных кварцевых тиглях, рис .2.

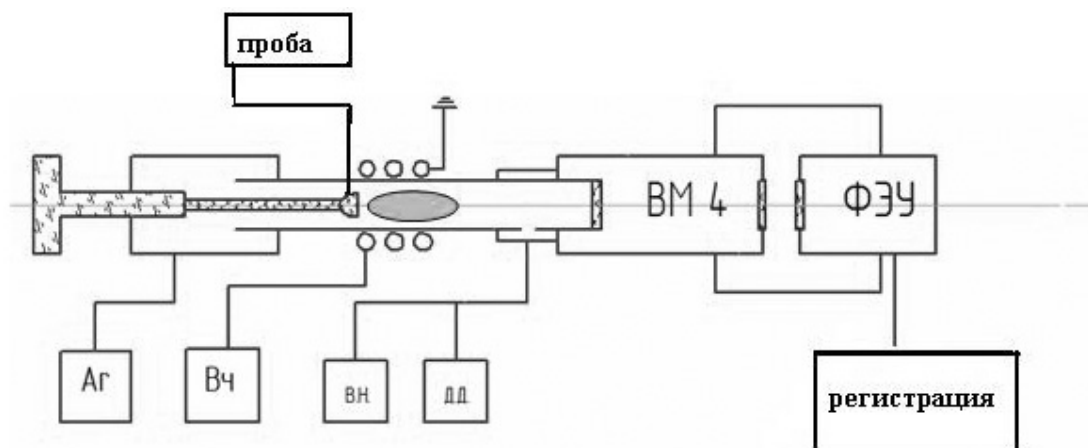


Рис. 2. Принципиальная схема работы ИСП НД в сочетании с вакуумным монохроматором ВМ4. Аг – аргон; ВЧ – ВЧ генератор; ВН – вакуумный насос; ДД – датчик давления

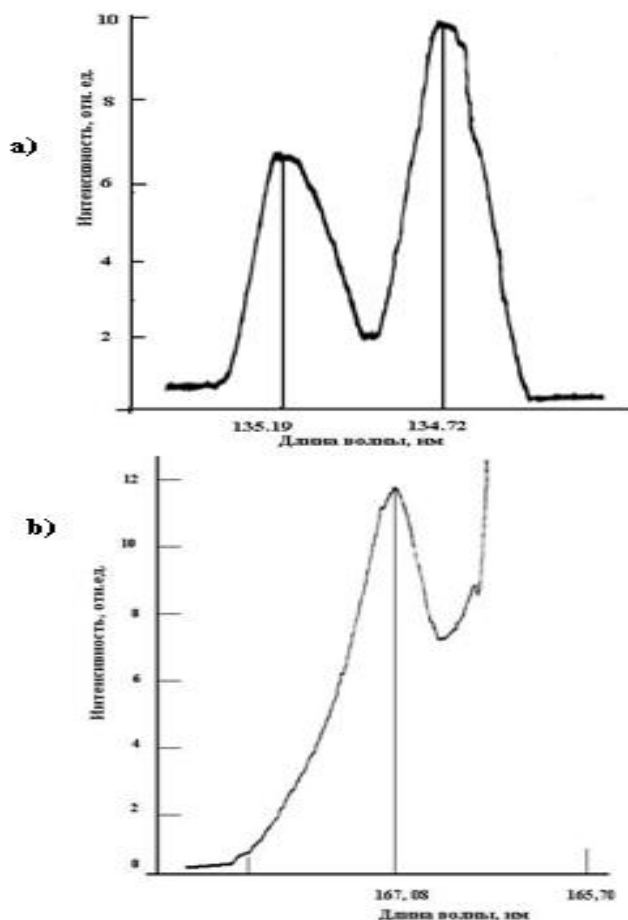


Рис 3. Атомные спектры хлора и алюминия в ВУФ области, спектрометр ВМ4:
а) – хлор; б) – алюминий

Свет от источника попадал на входную щель монохроматора через окошко из MgF_2 . Ширина аппаратной функции ~ 0.2 нм. Регистрация фотоэлектрическая. Монохроматор ВМ4 компьютером не обеспечен, и запись осуществлялась на самописце ЛКС03. В дальнейшем предполагается использовать ранее разработанные методы ввода жидкой пробы для проведения определения содержания ряда элементов по линиям ВУФ, обеспечивающим значительно более низкие пределы обнаружения, чем линии тех же элементов в УВИ области спектра. На рис. 3, 4 приведены записи атомных спектров алюминия и хлора при следующих операционных условиях работы источника ИСП НД: давление аргона 3 мм рт. ст., мощность, подводимая к плазме, 140 Вт. Из-за недостаточно высокого разрешения спектрального прибора на крыле линии алюминия 167,08 нм видна сильная линия углерода 165,70 нм.

Таким образом, в работе проведены исследования по применению индуктивно связанной плазмы низкого давления для получения молекулярных и атомных спектров. Источник ИСП НД может служить источником с управляемой фрагментацией различных молекул с дальнейшим исследованием фрагментов с помощью масс-спектрометрических методов, а также в целом ряде случаев еще более чувствительного метода абсорбционной спектроскопии времени затухания резонатора [13].

Для аналитических измерений в ВУФ области спектра предпочтительно использовать спектрометр с ПЗС регистрацией с компьютером и с более высоким разрешением, чем приведенный в данной работе спектрометр ВМ4.

Литература

1. G. O'Connor, L. Ebdon, E. Evans. // J. Anal. At. Spectrom., 1997, **12**, 1263 -1267
2. J. Waggoner, L. Milstein, M. Belkin, K. Sutton, J. Caruso, H. Fannin, J. Anal. At. Spectrom., 2000, **15**, 13-18.
3. G. O'Connor, L. Ebdon, E. Evans, J. Anal. At. Spectrom., 1999, **14**, 1303.
4. Y. Sung, H. Lim, J. Anal. At. Spectrom., 2001, **16**, 767-770.
5. Yong-ik Sung, H. B. Lim and R. S. Houk, J. Anal. At. Spectrom., 2002, **17**, 565–56
6. Tomokazu Tanaka, JAAS, 2004, **19**, 773-775
7. Голубев Е.М., Гусев В.Н., Карташева М.А., Кононова О.Н., Левина О.В., Малешин М.Н. Способ ввода жидкой пробы в источник возбуждения спектров – индуктивно связанную плазму низкого давления. // Оптический журнал. 2004. Т. 72. № 4. С. 233.
8. Байков И.А., Голубев Е.М., Гусев В.Н., Карташева М.А., Кононова О.Н., Левина О.В., Малешин М.Н. Термораспылительный способ ввода жидкой пробы в источник возбуждения спектров – индуктивно связанную плазму низкого давления. // Оптический журнал. 2005. Т. 72. №11. С. 22.
9. R. Kenneth Marcus, and E. Hywel Evansb and Joseph A. Caruso, J. Anal. At. Spectrom., 2000, **15**, 1-5
10. B. Rosenkranz, G. O'Connor, E. Evans, J. Anal. At. Spectrom., 2000, **15**, 7-12.
11. Рябов В.Л., Ежов В.Ф., Карташева М.А.. Индуктивно связанная плазма низкого давления как новый источник молекулярных пучков. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, В. 22.
12. Рябов В.Л., Ежов В.Ф., Карташева М.А., Логинов А.В., Пирогов А.Е. Спектроскопия молекулы YbF в индуктивно связанной плазме низкого давления. // Оптика и спектроскопия. 2007. Т.102. №3.
13. S.J. Davis and S.G. Hadley, Measurement of radiative lifetime of $A^2\Sigma (v'=0)$ state of SiF , Physical Review A. volume 14, N 3, 1976
14. Большаков А.А., Ганеев А.А., Немец В.М. Перспективы аналитической атомной спектроскопии // Успехи химии. 2006. Т. 75. №4. С. 322–328.

ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ БАРЬЕРНЫХ РАЗРЯДОВ С ЦЕЛЬЮ ОПТИМИЗАЦИИ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАМП

Г.А. Волкова, Г.Н. Зверева, С.В. Автаева, Э.Б. Кулумбаев,
Н.Ж. Кайрыев, А.В. Скорняков

В работе проведены экспериментальные и расчетные исследования барьерных разрядов в инертных газах. Измерены их токовые и излучательные характеристики, рассчитаны пространственно-временные распределения параметров разряда.

Введение

Барьерными разрядами (БР) называются разряды, в которых хотя бы один электрод покрыт диэлектриком. Барьерные разряды в инертных газах являются эффективными источниками вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения, которое испускают двухатомные эксимерные молекулы инертных газов. Они находят применение в процессах обработки и фотоочистке поверхностей, при напылении пленок, полиграфии [1], на их принципе работают ячейки плазменных дисплеев. Наиболее исследованным и более используемыми являются эксилампы на основе БР в Хе (172 нм), что отчасти связано с большей доступностью материала для производства колб этих ламп (кварц), пропускающего излучения на данной длине волны. Для вывода излучения более коротких длин волн Ar (126 нм), Kr (147 нм) необходимо использовать другие, более дорогостоящие и сложные в обработке материалы (MgF_2).

Экспериментальное исследование эксиламп

В работе проводились эксперименты с отпаянными барьерными лампами прямоугольной конструкции с межэлектродным расстоянием 4 мм, заполненными Ar, Kr и Хе при давлении 300 Тор, барьерами служили стеклянные стенки колбы, на внешних поверхностях которых располагались электроды.

Лампы питались от источника синусоидального напряжения с частотой $f = 15$ кГц и амплитудой $U = 5$ кВ. Целью экспериментов было изучение токовых и излучательных характеристик данных ламп. Выражение для тока, регистрируемого на электродах эксилампы, можно записать как [2]:

$$I = C \cdot dU/dt + I_g / (1 + C_g/C_d) = I_d + I_a \quad (1)$$

где C – емкость лампы, C_g – емкость газового промежутка, C_d – емкость диэлектрических барьеров, U – напряжение на лампе, I_d – ток смещения, I_g – ток разряда в газовом промежутке.

Ток измерялся с помощью шунта, причем в схеме регистрации была предусмотрена возможность компенсации тока смещения. $I_d = C \cdot dU/dt$, I_a – составляющая, определяемая активным током в разрядном промежутке.

На рис. 1 приведены осциллограммы тока для Ar, Kr и Хе. Видно, что амплитуда тока растет при переходе от Ar к Хе, а длительность падает. Время протекания тока определяется временем переноса на барьеры заряда, делающего напряжение на промежутке E_{pl} меньше пробивного. Напряжение на промежутке можно выразить как [3]

$$E_{pl}(z, t) = -\frac{\sigma_e(t)}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_B(t)}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma_{pl}(z, t)}{\varepsilon_0}, \quad (2)$$

где $\sigma_{pl}(z,t) = \int_0^z \rho(z,t) dz$, $\rho(z,t)$ – плотность объемного заряда в плазме, σ_e и $\sigma_B = \int_0^T I_g(t) dt$ – поверхностные плотности заряда на электродах и барьерах

соответственно. Если после компенсации полем поверхностных зарядов внешнего поля прикладываемое напряжение продолжает расти и поле на промежутке вновь достигает пробивного значения, то появляются вторичные импульсы. Чем меньше напряжение пробоя, тем вероятнее появление вторичных импульсов. Наблюдения показывают, что при увеличении амплитуды напряжения на промежутке вторичные импульсы сначала появляются в Ar, потом в Kr, и затем уже в Xe.

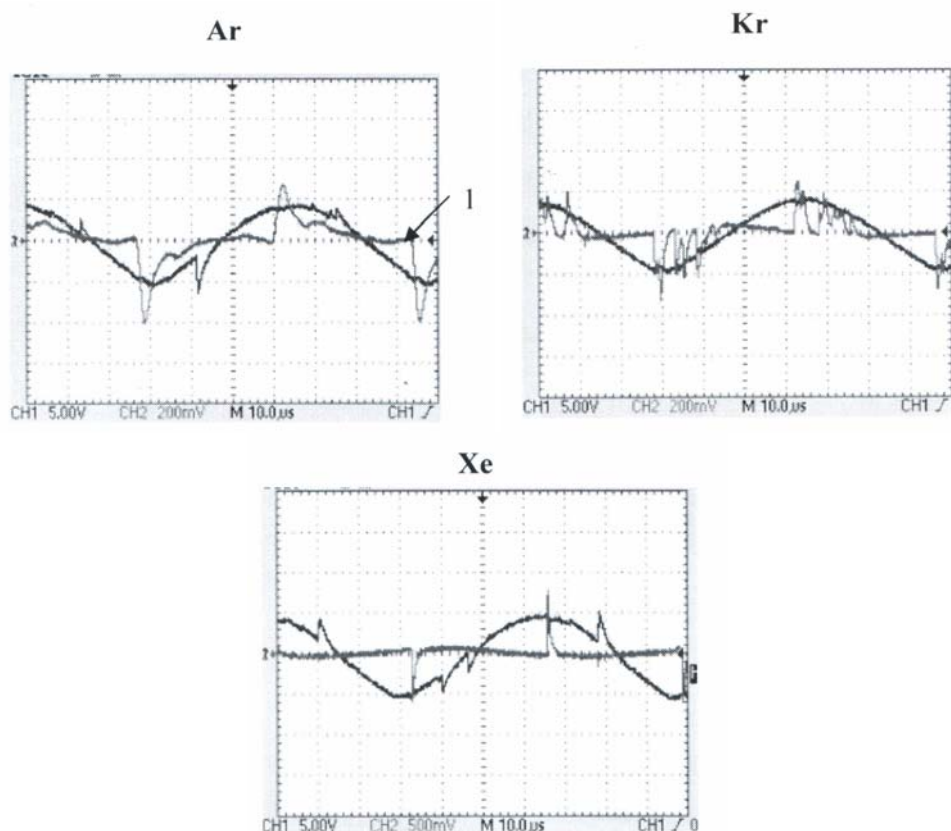


Рис. 1. Осциллограммы тока (1) в Ar, Kr и Xe, 300 Тор, 10 вт

Визуально разряды состояли из каналов. В Xe радиус канала R был значительно меньше (0.05 мм) чем в Ar (0.5 мм), что можно связать с меньшими значениями коэффициентов подвижности μ и ионизации α в Xe, определяющими величину радиуса канала R [4]:

$$R = \left(\frac{3e}{\alpha E_{pl}} \right)^{1/3} \exp(\alpha x), \quad x = \mu E_{pl} t. \quad (3)$$

Следует отметить, что в канале с меньшим диаметром (разряд в Xe) поле объемного заряда E' будет выше [4]: $E' \sim \frac{1}{R^2}$, что обеспечит больший коэффициент ионизации и ток.

На рис. 2 приведены вольтамперные характеристики для разных сортов газа. Отырыв кривой Xe можно объяснить иным механизмом пробоя по сравнению с другими газами. Оценки показывают, что в случае Xe поле пространственного заряда может

быть сравнимым с внешним полем, что обеспечивает стримерный механизм пробоя по сравнению с таунсендовским в других газах.

На рис. 3 приведены зависимости излучения эксимеров Xe_2^* ($\lambda=172$ нм) и Ar_2^* ($\lambda=126$ нм) от времени. Большую задержку излучения у Ar_2^* по отношению к току можно объяснить меньшей скоростью образования этих эксимеров ($k_{\text{Ar}}=1 \times 10^{-32}$ см⁶/с) по сравнению с эксимерами Xe_2^* ($k_{\text{Ar}}=5 \times 10^{-32}$ см⁶/с), что соответствует временам образования

$\tau_{\text{Ar}}=2 \times 10^{-7}$ с, $\tau_{\text{Xe}}=1 \times 10^{-6}$ с и согласуется с экспериментом.

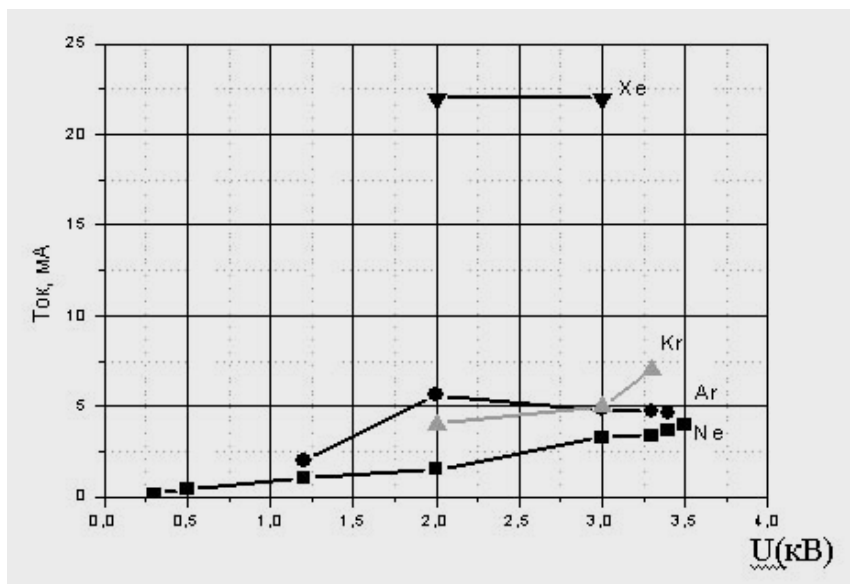


Рис. 2. Вольтамперные характеристики барьерных разрядов в инертных газах (300 Тор)

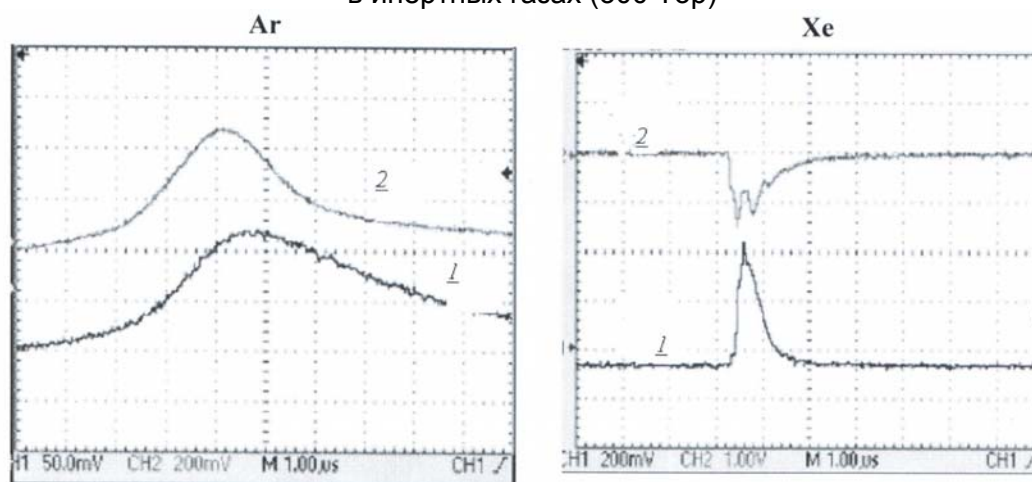


Рис. 3. Излучение эксимеров (1) и ток (2) в Ar и Xe.

Теоретическое исследование барьерных разрядов

Характеристики плазмы барьерного разряда в электроположительном газе можно описать на основе уравнений непрерывности компонентов, баланса энергии электронов и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_e}{\partial z} + S_e, \quad \Gamma_e = -\mu_e E n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_{+,i}}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_{+,i}}{\partial z} + S_{+,i}, \quad \Gamma_{+,i} = +\mu_{+,i} E n_{+,i} - D_{+,i} \frac{\partial n_{+,i}}{\partial z}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = S_i; \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} = -\frac{\partial q_e}{\partial z} - e \Gamma_e E - Q_{inel}; \quad q_e = -\mu_e^* E n_e \varepsilon_e - D_e^* \frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial z}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(\sum_i n_{+,i} - n_e \right), \quad (8)$$

где n_e , $n_{+,i}$, n_i – плотности электронов, положительных ионов и нейтральных компонентов i -го сорта соответственно; φ – скалярный потенциал; $\varepsilon_e = \frac{3}{2} k_B T_e$, T_e – средняя энергия и температура электронов; Γ_e , $\Gamma_{+,i}$, $\mu_e(\varepsilon_e)$, $\mu_{+,i}(E/n)$, $D_e(\varepsilon_e)$, $D_{+,i}(E/n)$ – плотности потоков, коэффициенты подвижности и диффузии электронов и ионов; q_e – плотность потока энергии электронов с коэффициентами $\mu_e^* = \frac{5}{3} \mu_e$, $D_e^* = \frac{5}{3} D_e$; $E = -\partial \varphi / \partial z$ – напряженность электрического поля; n – суммарная концентрация нейтральных компонентов; S_e , $S_{+,i}$, S_i – скорости образования электронов, ионов и нейтральных компонентов в результате реакций; $Q_{inel} = \sum_j k_j \Delta \varepsilon_j n_e n_j$ – потери энергии электронами в неупругих столкновениях; $\Delta \varepsilon_j$, k_j – порог и константа скорости неупругого j -го процесса; e , m_e – заряд и масса электронов; k_B – постоянная Больцмана; ε_0 – электрическая постоянная.

Граничные условия для зависимых (неоднородных в пространстве) переменных на поверхностях $z = 0$; d диэлектрических слоев, ограничивающих разрядную область, с учетом вторичной электронной эмиссии ударами ионов, формулируются в виде

$$z = 0 : n_e = n_{+,i} = 0; \quad \Gamma_e = \Gamma'_e - \gamma \min \left(0, \sum_i \Gamma_{+,i} \right); \quad (9a)$$

$$q_e = q'_e - \varepsilon_\gamma \gamma \min \left(0, \sum_i \Gamma_{+,i} \right); \quad (9b)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varepsilon_{b1} \frac{\varphi}{d_{b1}} = -\frac{\sigma_{b1}}{\varepsilon_0}; \quad \frac{\partial \sigma_{b1}}{\partial t} = -e \left(\sum_i \Gamma_{+,i} - \Gamma_e \right); \quad (9c)$$

$$z = d : n_e = n_{+,i} = 0; \quad \Gamma_e = \Gamma'_e - \gamma \max \left(0, \sum_i \Gamma_{+,i} \right); \quad (10a)$$

$$q_e = q'_e - \varepsilon_\gamma \gamma \max \left(0, \sum_i \Gamma_{+,i} \right); \quad (10b)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varepsilon_{b2} \frac{\varphi_S - \varphi}{d_{b2}} = +\frac{\sigma_{b2}}{\varepsilon_0}; \quad \frac{\partial \sigma_{b2}}{\partial t} = +e \left(\sum_i \Gamma_{+,i} - \Gamma_e \right). \quad (10c)$$

Таблица 1. Кинетическая схема элементарных процессов в плазме ксенона

№п /п	Элементарный процесс	Константа скорости $\text{с}^{-1}, \text{см}^3\text{с}^{-1}, \text{см}^6\text{с}^{-1}$	Источник
1	$e + \text{Xe} \rightarrow e + \text{Xe}$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
2	$e + \text{Xe} \rightarrow 2e + \text{Xe}^+$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
3	$2e + \text{Xe}^+ \rightarrow e + \text{Xe}^+$	$2.1 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5}$	[3]
4	$e + \text{Xe}_m^* \rightarrow 2e + \text{Xe}^+$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
5	$e + \text{Xe}_r^* \rightarrow 2e + \text{Xe}^+$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
6	$e + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2e + \text{Xe}_2^+$	$9,75 \cdot 10^{-8} T_e^{0.71} \times \exp(-3,4/T_e)$	[3]
7	$e + \text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2e + \text{Xe}_2^+$	$9,75 \cdot 10^{-8} T_e^{0.71} \times \exp(-3,4/T_e)$	[3]
8	$e + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2\text{Xe} + e$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
9	$e + \text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2\text{Xe} + e$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
10	$e + \text{Xe} \rightarrow e + \text{Xe}_m^*$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
11	$e + \text{Xe} \rightarrow e + \text{Xe}_r^*$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
12	$e + \text{Xe} \rightarrow e + \text{Xe}^*$	$F(\varepsilon_e)$	[5]
13	$e + \text{Xe}_m^* \rightarrow e + \text{Xe}^*$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
14	$e + \text{Xe}_r^* \rightarrow e + \text{Xe}^*$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
15	$e + \text{Xe}_2^+ \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{Xe}$	$3.3 \cdot 10^{-7} T_e^{-0.5}$	[3]
16	$e + \text{Xe}_3^+ \rightarrow \text{Xe}^+ + 2\text{Xe}$	$1.5 \cdot 10^{-5} T_e^{-1/2}$	[3]
17	$e + \text{Xe}_2^+ \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{Xe} + e$	$F(\varepsilon_e)$	[3]
18	$2\text{Xe} + \text{Xe}^+ \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$	$2.3 \cdot 10^{-31}$	[3]
19	$2\text{Xe} + \text{Xe}_2^+ \rightarrow \text{Xe}_3^+ + \text{Xe}$	10^{-32}	[3]
20	$\text{Xe}_3^+ + \text{Xe} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}_2^+$	$2.7 \cdot 10^{-13}$	[3]
21	$\text{Xe}_r^* + \text{Xe}_r^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	$1 \cdot 10^{-9}$	[3]
22	$\text{Xe}_m^* + \text{Xe}_m^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	$1 \cdot 10^{-9}$	[3]
23	$\text{Xe}_r^* + \text{Xe}_m^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	$1 \cdot 10^{-9}$	[3]
24	$\text{Xe}_m^* + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	10^{-9}	[3]
25	$\text{Xe}_m^* + \text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	10^{-9}	[3]
26	$\text{Xe}_r^* + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	10^{-9}	[3]
27	$\text{Xe}_r^* + \text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	10^{-9}	[3]
28	$\text{Xe}_2^{*(1)} + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}_2^+ + e$	$5 \cdot 10^{-10}$	[3]
29	$\text{Xe}_2^{*(3)} + \text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}_2^+ + e$	$5 \cdot 10^{-10}$	[3]
30	$\text{Xe}_2^{*(1)} + \text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2\text{Xe} + \text{Xe}_2^+ + e$	$5 \cdot 10^{-10}$	[3]
31	$\text{Xe}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_m^* + \text{Xe}$	$3.8 \cdot 10^{-13}$	[3]
32	$\text{Xe}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_r^* + \text{Xe}$	$3.8 \cdot 10^{-13}$	[3]
33	$\text{Xe}_r^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_m^* + \text{Xe}$	$1.98 \cdot 10^{-14}$	[3]
34	$\text{Xe}_m^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_r^* + \text{Xe}$	$1.06 \cdot 10^{-16}$	[3]
35	$\text{Xe}_2^{*(3)} + \text{Xe} \rightarrow 3\text{Xe}$	$1.0 \cdot 10^{-13}$	[3]
36	$\text{Xe}_m^* + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^{*(3)} + \text{Xe}$	$8.53 \cdot 10^{-32}$	[3]
37	$\text{Xe}_r^* + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^{*(1)} + \text{Xe}$	$5.3 \cdot 10^{-32}$	[3]
38	$\text{Xe}_r^* + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^{*(1,v)} + \text{Xe}$	$1.55 \cdot 10^{-31}$	[3]
39	$\text{Xe}_2^{*(1,v)} + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^{*(1)} + \text{Xe}$	$2.65 \cdot 10^{-10}$	[3]
40	$\text{Xe}_r^* \rightarrow \text{Xe} + h\nu_1 (147\text{nm})$	$4.3 \cdot 10^5$	[5]
41	$\text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe}_r^* + h\nu_4$	$2.7 \cdot 10^7$	[5]
42	$\text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe}_m^* + h\nu_5$	$2.53 \cdot 10^7$	[5]
43	$\text{Xe}_2^{*(1)} \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu_3 (173\text{nm})$	$1.82 \cdot 10^8$	[5]
44	$\text{Xe}_2^{*(3)} \rightarrow \text{Xe}_2 + h\nu_3 (173\text{nm})$	$1.01 \cdot 10^7$	[3]
45	$\text{Xe}_2^{*(1,v)}(\text{O}_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu_2 (150\text{nm})$	$9.0 \cdot 10^6$	[5]

Таблица 2 Обозначения к таблице 1

№	Компо- нент	Конфигура- ция	Терм [L, Sa]- связь	Энергия, eV	Стат. Вес	Примечания
1	He	5s ² 5p ⁶	¹ S ₀	0	1	Основное состояние
2	He _m [*]	(² P _{3/2}) 6s	(³ P ₂)	8.31	5	Метастаб. состояние
3	He _r [*]	(² P _{3/2}) 6s	(³ P ₁)	8.44	3	Резонансное состояние
4	He [*]					Другие возб. уровни
9	He ₂ ^{*(3)}		(³ Σ _u ⁺)0 _u ⁺	7.91		Метастаб. состояние
10	He ₂ ^{*(1)}		(¹ Σ _u ⁺)1 _u	8.05		Резонансное состояние
11	He ₂ ^{*(1,v)}		(¹ Σ _u ⁺)1 _u			Возб. колебательные уровни
13	He ⁺	5s ² 5p ⁵	² P _{1/2} , ² P _{3/2}	12.08	6	
15	He ₂ ⁺					Двухатомный ион
16	He ₃ ⁺					Трехатомный ион

Обозначения: T_k – средняя энергия электронов в эВ, T_e – температура электронов в К

Здесь $\varphi_s = V_s \sin(2\pi ft)$ – мгновенное значение напряжения на электродах; σ_{b1} , σ_{b2} – поверхностные плотности зарядов, аккумулируемых на поверхностях барьеров толщинами d_{b1} , d_{b2} из материалов с диэлектрическими проницаемостями ε_{b1} , ε_{b2} соответственно; γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов, эмитируемых с энергией ε_γ , ударами ионов; Γ'_e , q'_e – плотности потоков электронов и энергии на поверхности барьеров при однородных (нулевых) граничных условиях для концентраций заряженных частиц.

Начальные условия задаются в виде однородных в пространстве распределений концентраций компонентов, энергии электронов и отсутствия поверхностных зарядов:

$$n_e = n_{e0}; n_{+,i} = n_{+,i0}; n_i = n_{i0}; \varepsilon_e = \varepsilon_{e0}; \sigma_{b1} = \sigma_{b2} = 0.$$

Расчеты проводились для прямоугольной эксимерной лампы, заполненной ксеноном при давлении 300 Тор, к которой прикладывалось напряжение с амплитудой $U=4$ кВ и частотой $f=15$ кГц. Расстояние d между барьерами было 4 мм, толщины барьеров d_{b1} , d_{b2} брались равными и составляли 2 мм, диэлектрическая проницаемость барьеров составляла $\varepsilon_{b1} = \varepsilon_{b2} = 4$, коэффициент вторичной эмиссии с поверхностей барьеров брался равным 0.01. Кинетическая схема включала 45 реакций (табл.1).

На рис.4-6 приведены результаты расчетов электрических характеристик и концентраций электронов и эксимеров плазмы. Качественно поведение кривой тока совпадает с экспериментальными значениями, токовой импульс имеет узкую ширину.

Расчеты концентраций эксимеров и электронов в плазме указывают на неоднородность их распределения в пространстве, что согласуется с оптическими характеристиками барьерного разряда в ксеноне. Большой сдвиг по фазе расчетной токовой кривой по отношению к кривой напряжения по сравнению с экспериментом можно связать с влиянием процессов аккумуляции зарядов на поверхностях электродов.

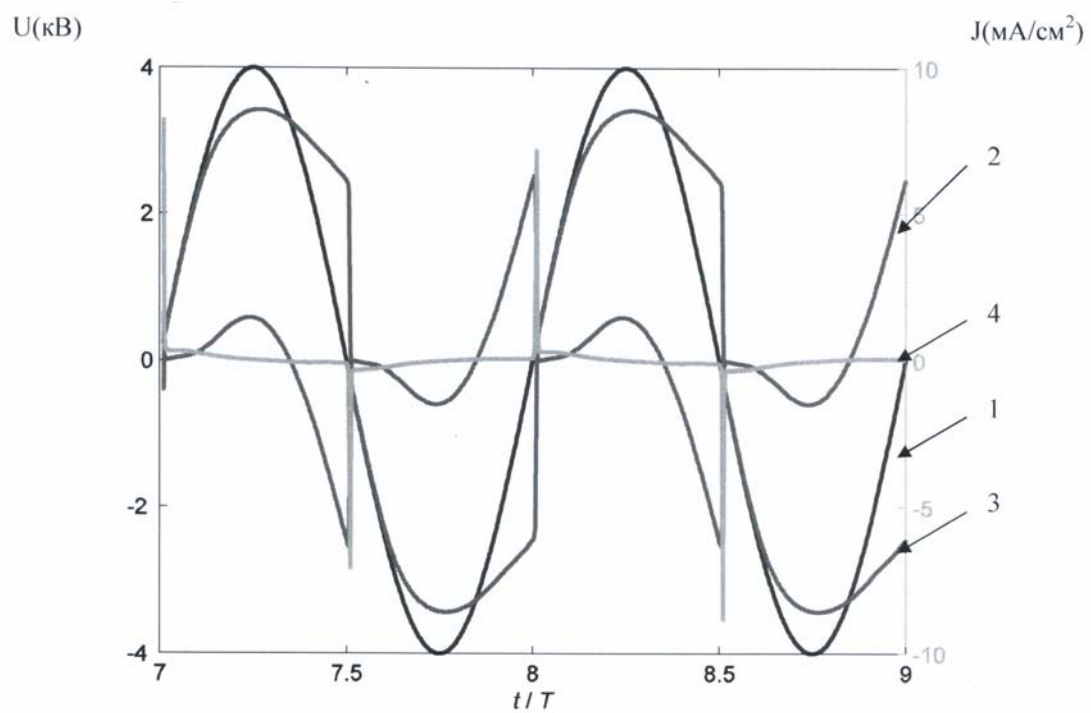


Рис.4. Временные зависимости напряжения питания разряда (1), напряжения на разрядном промежутке (2), напряжения между барьерами (3) и тока разряда (4)

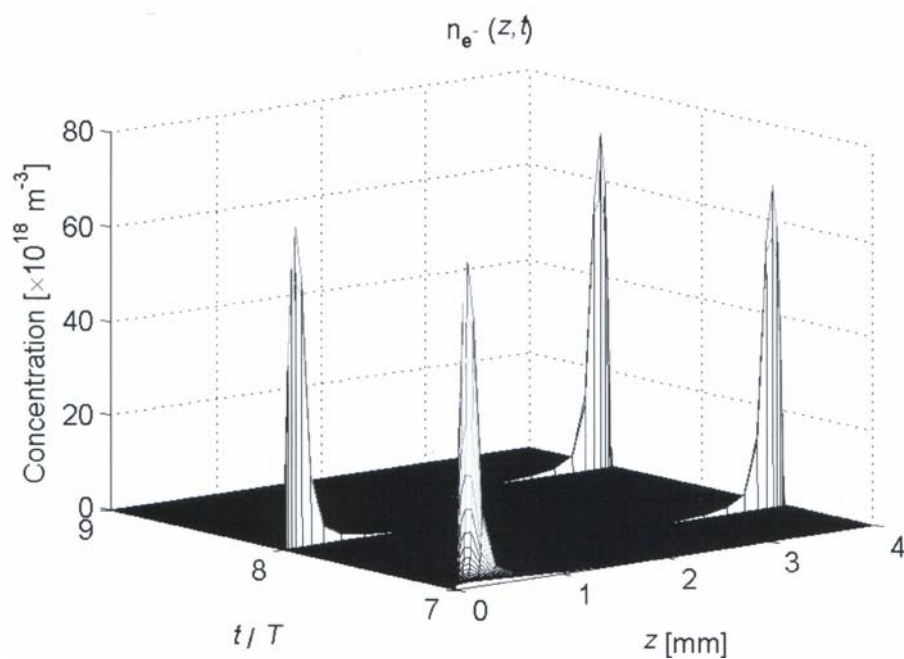


Рис.5. Пространственно-временные зависимости концентрации электронов в разрядном промежутке

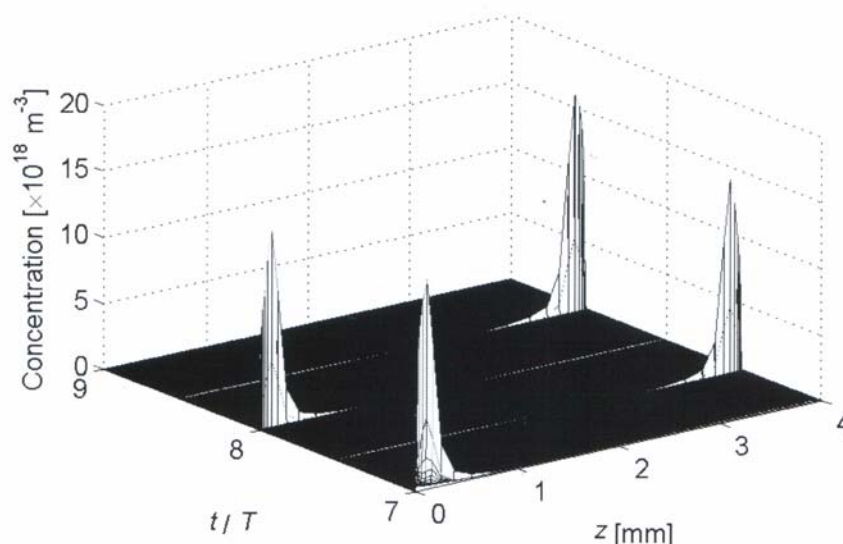


Рис.6. Пространственно-временные зависимости концентрации эксимерных молекул $\text{Xe}_2^*(1\Sigma)$ в разрядном промежутке

Заключение

В работе в результате экспериментальных исследований найдено, что при рассматриваемых условиях ($P=300$ Тор, $d=4$ мм) барьерный разряд в Хе имеет существенные различия по сравнению с другими инертными газами: амплитуда тока в 2–3 раза выше, а время его протекания в 10 раз меньше. Это может быть объяснено разными механизмами пробоя – стримерным в Хе разряде и таунсендовским в других инертных газах. Сравнительный анализ барьерных разрядов в инертных газах (Ar, Kr, Хе, $p = 300$ Тор, $d=4$ мм) показывает, что разряд в Ar имеет ряд преимуществ – меньшее напряжение зажигания, большую длительность свечения, больший по энергии квант излучения, более широкие филаменты.

Теоретические исследования барьерных разрядов позволили построить одномерную модель плазмы и рассчитать основные характеристики эксимерной барьерного разряда в ксеноне. Результаты расчетов показывают на неоднородность распределения электронов в разрядном промежутке, что обуславливает более высокую концентрацию эксимеров и большую интенсивность их излучения в приэлектродных областях.

Литература

1. Boyd I.W., Zhang J.-Y. and Kogelschatz U.// Photo-Excited Processes, ed. by A. Peled, Kluwer A.P., Boston, 2003, p.161-197.
2. Liu S. and Neiger M., "Excitation of dielectric barrier discharges by unipolar submicrosecond square pulses"// J.Appl.Phys., 2001, v.34, p.1632-1638.
3. Отчет по проекту МНТЦ №3098 «Исследование и моделирование барьерных разрядов с целью оптимизации ячеек плазменных дисплеев и эксимерных ламп». – СПб: ГОИ им. С.И.Вавилова, 2006.
4. Райзер Ю.П., Физика газового разряда. М., 1987.
5. Oda A., Sakai Y., Akashi H., Sugawara H. One-dimensional modeling of low-frequency and high-pressure Xe barrier discharges for the design of excimer lamps // J. Phys. D: Appl. Phys., 1999, v. 32, p. 2726-2736.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПИРО- И СТЕКЛОУГЛЕРОДА МЕТОДОМ ИК- СПЕКТРОСКОПИИ ДИФфуЗНОГО ОТРАЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОСНОВНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД

А.Н. Бехтерев

В работе на основе метода ИК- спектроскопии диффузного отражения показана возможность количественного анализа колебательных состояний в нанокристаллическом углероде. Предложена формула, полученная на основе соотношения Кубелки-Мунка, согласно которой проведено исследование влияния исходных параметров образца (концентрации поглощающего вещества, степени дисперсности пробы, факторов рассеяния), спектральной области на характеристичность ИК спектров. Проведена интерпретация обнаруженных ИК полос селективного поглощения в спектре диффузного ИК отражения пиро- и стеклоуглерода.

Аморфные, кристаллические, нанокристаллические и композитные материалы на основе углерода по причине разнообразных технологических свойств (инертность к агрессивным средам, теплостойкость, высокая адсорбционная, поглощательная и излучательная способности, прочность, анизотропия свойств и др.) находят широкое применение во многих отраслях промышленности (машиностроение, электрометаллургия, химическая промышленность), в современных высокотехнологичных сферах (атомная энергетика, топливные элементы, аэро- и ракетно-космическая техника, термоэмиссионная микро- и наноэлектроника и др.) [1, 2]. Области возможного использования углеродных материалов расширились в связи с разработкой методов получения, разделения и очистки новых нанокристаллических форм углерода (фуллереновых и тубуленовых структур) [3–5].

Электронные свойства углеродных структур достаточно подробно изучены [2, 3, 5]. В отличие от них фононный спектр аморфных, кристаллических, нанокристаллических, переходных по строению углеродных материалов в настоящее время активно исследуется в основном методами комбинационного рассеяния [2, 3]. Однако не все колебательные моды ввиду альтернативного правила запрета активны одновременно в КР и ИК спектрах. Исследования неупругого рассеяния нейтронов, хотя и позволяют получать информацию о плотности фононных состояний практически любой симметрии, но дают низкое спектральное разрешение [2]. ИК спектры пропускания материалов на основе углерода, полученные традиционным приготовлением образцов с помощью КВг-методики, малоинформативны для количественного анализа ввиду значительного рассеяния на отдельных сильно поглощающих частицах порошка и фонового поглощения на свободных носителях заряда. Сильное рассеяние связано с большими различиями в показателях преломления конденсированного углерода и иммерсионных оптических сред, например: КВг (NaCl) [6].

В данной работе изучается возможность количественного исследования колебательных состояний в конденсированном наноуглероде гексагональной симметрии (пироуглерод – ПУ, стеклоуглерод – СУ) методом спектроскопии диффузного отражения (ДО) с помощью специальной оптической приставки адаптированной для ИК спектральной области, где проявляют активность внутри- и межплоскостные колебания атомов углерода симметрии E_{1u} и A_{2u} в элементарной ячейке графита.

Структура и свойства образцов

Остановимся подробнее на экспериментальных особенностях метода диффузного отражения в применении к сильно поглощающим объектам, какими являются ПУ и СУ и интерпретации полученных в работе результатов.

Объектами исследования выступали два наиболее распространенных вида переходного, нанокристаллического углерода с преимущественно гексагональной структу-

рой: СУ и ПУ. Оба материала имеют важное технологическое значение в создании композитных сред на основе углерода [1–3].

Образцы ПУ получены по стандартной методике путем пиролиза углеводородной плазмы при температуре 1600 °С с последующим осаждением конденсированного углерода на нагретую графитовую подложку. Далее образец ПУ был подвергнут стандартной термической обработке при температурах $T_0 = 2000$ °С, 2500 °С, 3000 °С в атмосфере химически чистого аргона [1]. ПУ с температурой обработки выше 2500 °С называют пирографитом (ПГ). Так, по своей структуре ПГ-3000 относится к типичным образцам с нанокристаллической гексагональной структурой симметрии D_{6h}^4 со среднестатистическими размерами нанокристаллов, равными $L_c = 310$ Å и $L_a = 860$ Å соответственно вдоль гексагональной c -оси и перпендикулярной ей, и межплоскостным расстоянием $d_{002} = 3,368$ Å. По физическим свойствам ПГ-3000 относится к полуметаллам с достаточно высокой концентрацией свободных носителей заряда ($n \approx 4,8 \times 10^{19}$ см⁻³) и низким содержанием примесей (менее 10⁻³ % массы) [1, 2]. Естественная поверхность осаждения ПУ имеет явно выраженный макроглобулярный характер, где можно выделить структуры от миллиметров до микрометров. Предполагается, что глобулы включают в себя многослойные деформированные графитоподобные и фуллереноподобные структуры (sp^2 -, sp^n -, $2 \leq n < 3$), которые при термомеханической обработке преобразуются в поликристаллический графит (рис.1,а).

СУ является типичным продуктом термического разложения сетчатых полимеров в инертной среде, исходным сырьем для которых служат в основном смолы новолачного и резольного типа.

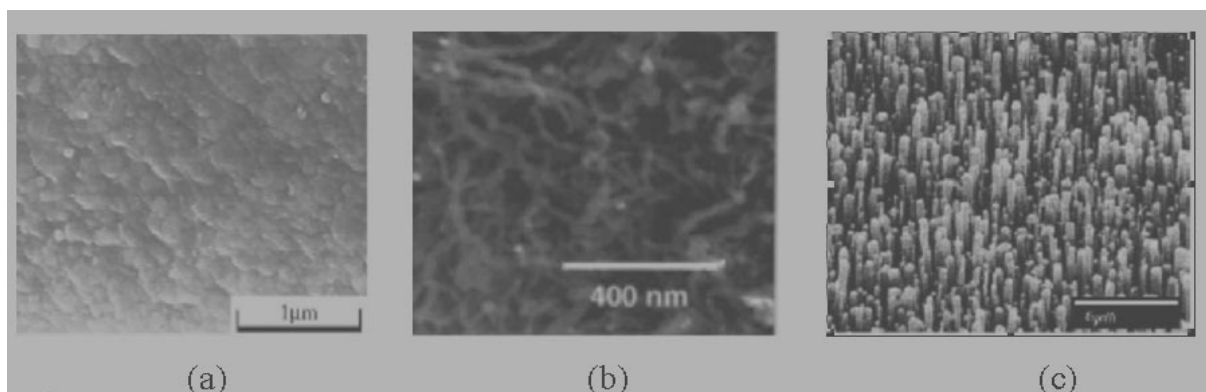
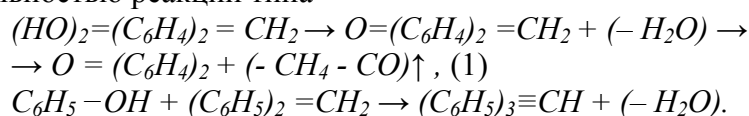


Рис.1. Изображения поверхности углеродных пленок полученные туннельным микроскопом с наблюдаемыми: а- фуллереновыми [8], б- карбиноидными, с- тубуленовыми структурами [9]

Анализ промежуточных продуктов пиролиза сетчатых полимеров позволяет прийти к выводу о характерных многостадийных превращениях при термической обработке смол в инертной атмосфере при нормальном давлении. Основные стадии реакций термодеструкции полимеров и последующей нуклеации могут быть описаны последовательностью реакций типа



Данный процесс сопровождается значительным снижением содержания кислорода, азота, водорода, увеличением доли низкоразмерного конденсированного углерода в конечном продукте [7, 8]. Согласно результатам спектрофотометрических исследований и данным элементного анализа, при термическом воздействии на СУ протекают процессы, связанные с распадом метиленовых мостиков по радикальному механизму с последующим раскрытием фурановых колец, дегидрированием отдельных алифатических звеньев и ароматических колец, протекает активный процесс ароматизации веще-

ства в целом [7]. Образцы СУ подвергались термической обработке до температур 1500 °С, 2300 °С, 2500 °С, 2700 °С, 3000 °С. Характерные размеры нанокристаллов, полученные методами рентгеноструктурного анализа, в образцах СУ на порядок меньше соответствующих параметров для ПУ и составляют, например, для СУ-3000 $L_c = 54 \text{ \AA}$ и $L_a = 42 \text{ \AA}$. В настоящее время выдвинута достаточно обоснованная гипотеза о том, что области когерентного рассеяния в СУ представляют собой не плоские деформированные структуры (как в ПУ), а многослойные, фуллереноподобные, луковичные структуры, связанные между собой переплетающимися, деформированными графитоподобными лентами и карбиноподобными углеродными цепочками [7, 8]. По своим физическим свойствам СУ можно отнести к полупроводникам с шириной запрещенной зоны около 1,5 эВ [8]. По физическим свойствам, составу и структуре к синтетическому СУ близок природный материал шунгит, обладающий также глобулярной структурой, имеющей многослойное луковичное строение с расстояниями между слоями около 3,40 Å. Пространство между глобулами в шунгите заполнено цепочечно-волокнуистой углеродной фазой, аналогичной стеклоуглероду [8], рис.1b. Для сравнения на рис.1с приведено изображение тубуленовой структуры (углеродные нанотрубки).

Как показывают комплексные электронно-микроскопические и электрофизические исследования объектов с переходным строением, данные материалы обладают многочисленными микро- и макроструктурными искажениями, которые существенно формируют электронный и фононный спектр конденсированного углерода, поскольку изменяют дальний и даже ближний порядок систем [1–3, 8]. К наиболее распространенным дефектам в этом случае можно отнести дефекты по Шоттки, связанные разрывом углеродных связей и образованием вакантных мест, что с неизбежностью приводит к деформации углов и длин связей, перераспределению электрического заряда и образованию локализованных электронных состояний [2, 3].

Наряду с вакансиями в процессе структурных превращений образуются дефекты в виде примесей, внедренных в графитоподобные мотивы или в межслоевое пространство, которые относятся к так называемым дефекта по Френкелю. Спектроскопическими исследованиями интеркалированных и имплантированных соединений углерода показана важная роль данных дефектов в формировании электронного и фононного спектра несовершенных графитов [2–4].

Метод ИК- спектроскопии диффузного отражения

Основная часть работ по спектроскопии светорассеивающих сред посвящена исследованиям материалов этим методом в видимой и ближней ИК области спектра [10–14]. По-видимому, это обусловлено поставленными задачами анализа окрашенных дисперсных объектов и большей доступностью экспериментально методической базы для данной области спектра [12, 13]. Диффузное отражение объектов различной природы в средней и дальней ИК- области менее изучено [12, 13].

Для исследования колебательных состояний ПУ и СУ в работе использовался метод ИК спектроскопии диффузного отражения. При этом подбирались условия оптимального разбавления сильно поглощающего дисперсного компонента конденсированного углерода также дисперсным, но прозрачным в данной спектральной области компонентом (NaCl, KBr). По аналогии с большинством основополагающих работ по спектроскопии светорассеивающих сред предполагается, что при данных условиях эксперимента обеспечивается сохранение диффузной структуры светового поля внутри рассеивающей среды на всем пути светового пучка [12, 13].

Для максимального приближения условий эксперимента к теоретическим условиям, обеспечивающим сохранение структуры светового потока в светорассеивающей среде, диспергированный поглощающий образец (ПГ, СУ) смешивался в стандартной

шаровой мельнице с ХЧ- порошком NaCl с массовой концентрацией графита до 5 %. Кроме этого. в данном случае имелась возможность проведения измерений в области оптимальных для фотометрирования значений коэффициентов ДО.

Параметры Время ПУ-2500 измельчения	$L_a, \text{Å}$	$L_c, \text{Å}$	L_a/L_c	$d_{002}, \text{Å}$
Исходный обр.	400 ± 25	240 ± 18	1,67	3,40
3 мин.	400 ± 30	240 ± 20	1,67	3,40
10 мин.	396 ± 40	234 ± 14	1,69	3,40
10 мин. с NaCl	420 ± 25	220 ± 10	1,93	3,41
30 мин.	392 ± 40	148 ± 20	2,65	3,42

Таблица. Изменение параметров нанокристаллов при подготовке пробы

Следует отметить, что диспергирование образцов может приводить к связыванию свободных носителей заряда поверхностными состояниями, образующимися при этом, уменьшая, таким образом, уровень неселективного поглощения. Вместе с тем актуальным остается вопрос об искажении кристаллической решетки графита и изменении параметров кристаллитов ПУ и СУ при диспергировании. В табл. представлены данные по рентгеноструктурному анализу образцов ПУ, обладающего наибольшими размерами нанокристаллов, в процессе диспергирования в стандартной шаровой мельнице совместно с NaCl и без нее. Изменяемым параметром было время измельчения. На опыте было установлено, что время измельчения до 10 мин. оптимально для приготовления однородных, хорошо отражающих смесей. Из анализа данных табл. следует, что в рамках данного временного интервала структурные параметры нанокристаллов ПУ-СУ, с точностью до погрешности измерения, практически не изменяются. В процессе диспергирования несколько изменяется форма нанокристаллов, отношение L_a/L_c увеличивается от 1,67 до 1,69, что свидетельствует о преимущественном изменении размеров нанокристаллов вдоль c -оси. Более длительное измельчение (до 30 мин.) приводит к уменьшению среднестатистических размеров нанокристаллов преимущественно вдоль c -оси ($L_a/L_c=2,65$) и к незначительному увеличению межплоскостного расстояния в решетке графита, табл. Таким образом, подготовка образцов ПГ-СУ путем диспергирования в течение 10 мин. практически не разрушает нанокристаллы графита, что позволяет изучать колебательные состояния в нанокристаллическом пирографите с помощью спектров ДО. Использование в качестве иммерсионной рассеивающей среды оптически прозрачных в ИК области спектра веществ (NaCl, KBr, LiF) позволяет зондирующему ИК излучению проникать на значительную глубину в диспергированную пробу и в циклах многократного поглощения–рассеяния накапливать информацию о поглощающей способности изучаемого объекта. Эффект поглощения должен усиливаться для среднестатистических размеров микрочастиц поглощающего компонента, сравнимых с длиной волны излучения. В этом случае частицы образца будут более прозрачны для излучения. В качестве эталона сравнения в эксперименте использовалась прозрачная, дисперсная, рассеивающая среда (NaCl) той же дисперсности, что и в пробе. Ослабление интенсивности излучения в эталоне обусловлено только эффектами многократного рассеяния. При достаточно малой концентрации ПГ-СУ (менее 1–2 %) в пробе можно считать, что структура светового поля рассеяния остается одинаковой у образца и эталона. Таким образом, методически устраняется влияние рассеяния на спектроскопические характеристики ИК полос поглощения графита в спектрах ДО. В работе использовалась специальная приставка для исследования дисперсных образцов в режиме диф-

фузного ИК отражения [15]. Конструктивные особенности приставки, обусловленные наличием световода, позволяли весь световой поток, отраженный в телесном угле 2π стер, направлять на детектор стандартного ИК спектрофотометра. Данное обстоятельство увеличивало светосилу прибора и приводило к независимости полученных результатов от индикатрисы рассеяния дисперсного образца. Однако, поскольку образец и эталон сравнения в процессе измерений находились на воздухе, при анализе результатов необходимо было учитывать, что чувствительность прибора существенно уменьшалась в области полос поглощения водяных паров и углекислого газа [5].

Теоретическое обоснование метода ДО

В спектрофотометрии пропускания спектральная зависимость показателя поглощения вещества (κ) связана с изменением коэффициента пропускания системы и длиной пути излучения в среде законом Бугера: $\kappa(\nu) = -\frac{1}{l} \ln T(\nu)$.

В рассеивающих средах коэффициент диффузного отражения (R_∞) является сложной функцией не только κ , но и ряда других параметров (коэффициента рассеяния s , дисперсности среды l , структуры светового поля волны и т.п.). Точное решение данной задачи возможно лишь в рамках строгой теории переноса излучения, например [16].

При анализе спектра поглощения вещества по его спектру ДО часто необходимо иметь не абсолютные значения показателя поглощения κ , а только его спектральный ход, форму кривой поглощения. В этом случае необходимо иметь такую функцию $f(R_\infty)$, которая лучше всего передавала бы ход изменения $\kappa(\nu)$. Отмеченный вопрос достаточно подробно проанализирован в литературе, например в [12–14]. В качестве искоемых функций, характеризующих спектр поглощения, выбирались: $-\lg R_\infty$, $(1 - R_\infty)$, $1/R_\infty$, $(1 - R_\infty)^2/R_\infty$. Большинство авторов после экспериментальной проверки и теоретического анализа результатов пришли к выводу, что в качестве таковой может быть выбрана формула Кубелки-Мунка [10–14]:

$$f(R_\infty) = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{k}{s}, \quad (2)$$

где R_∞ – коэффициент диффузного отражения излучения от бесконечно толстого слоя (глубинный режим), k и s – коэффициенты поглощения и рассеяния света слоем единичной толщины дисперсной системы, соответственно. Данная формула наиболее точно описывает спектральный ход коэффициента поглощения вещества в достаточно широком диапазоне поглощений, концентраций, дисперсности веществ. В некоторых случаях формула Кубелки-Мунка практически совпадает со спектральной зависимостью показателя поглощения вещества $\kappa_\nu(\nu)$ [12, 14].

В работе [11] впервые при рассмотрении диффузно отражающей среды как системы плоско параллельных пластинок с толщиной, равной среднему диаметру рассеивающих частиц, было показано, что константы k и s для слабо рассеивающих сред соответственно можно выразить через параметры рассеивающей среды соотношениями

$$k = \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \kappa, \quad s = \frac{2r_0}{(1 + r_0)l}, \quad (3)$$

где r_0 , κ , l – соответственно коэффициент нормального отражения, показатель поглощения и средний диаметр частиц рассеивающей среды.

Если рассеивающая среда представляет собой смесь двух компонент с концентрациями c_1 и c_2 , в линейном приближении коэффициенты поглощения и рассеяния среды запишутся в виде

$$\kappa = c_1 k_1 + c_2 k_2, \quad s = c_1 s_1 + c_2 s_2, \quad (4)$$

где k_1 , s_1 , k_2 , s_2 – соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния исходных

компонент при их единичной концентрации. После подстановки k и s в формулу (2) с учетом того, что одна среда – поглощающая, рассеивающая ($1 - \text{ПГ-СУ}$), а вторая – прозрачная, рассеивающая ($2 - \text{NaCl}$), можно принять $k_2=0$ (NaCl), $c_1 \ll c_2$ (концентрация ПУ-СУ $\approx 1\%$, концентрация $\text{NaCl} \approx 99\%$), $s_1 \ll s_2$ (в случае системы ПУ(СУ)- NaCl). Вводя $c=c_1/c_2$, учитывая что $c_1 \ll c_2$ и пренебрегая малыми величинами, получаем:

$$\frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{c_1 k_1}{s_2}. \quad (5)$$

Проведя подстановку постоянных k_1 , s_2 из формулы (3) и пренебрегая r_{02} по сравнению с единицей, получаем:

$$f(R_\infty) = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{(1 - r_{01})}{(1 + r_{01})2r_{02}} \text{ж } l_2 c \quad (6)$$

Из (6) с учетом отсутствия интенсивных полос в спектрах $r_{01}(\nu)$ и $r_{02}(\nu)$ можно ожидать линейной зависимости между функцией Кубелки-Мунка и концентрацией поглощающего вещества (c), проявления в спектре $f(R_\infty)$ селективных полос поглощения $\alpha(\nu)$, а также зависимости данной функции от дисперсности иммерсионной рассеивающей системы (l_2).

Формула получена в предположении, что частицы поглощающего вещества не агрегированы и распределены в прозрачной дисперсной среде пробы хаотически, при этом считалось, что излучение на каждую частицу падает и отражается перпендикулярно от ее поверхности, а эталоном сравнения служит прозрачная дисперсная среда без поглощающего компонента. Нетрудно видеть, что формула Кубелки-Мунка переходит в более простую формулу $1/R_\infty$ при выполнении условия $R_\infty^2 \ll 1$. В этом случае при раскрытии скобок можно пренебречь слагаемым R_∞^2 в числителе по сравнению с R_∞ для сильно поглощающих образцов (при $R_\infty < 0,2$), к которым относится графит. При неизменности в эксперименте параметров l , c , в спектре ДО будут проявляться в основном эффекты поглощения (α) и отражения–рассеяния (r). Эффекты отражения–рассеяния при малых концентрациях образца (менее 1–2 %) можно считать подобными на образце и эталоне, и, таким образом, они методически учитываются при регистрации спектров ДО. В условиях, когда средний размер частиц сравним с длиной волны излучения, а компонента отраженная от поверхности частиц не имеет селективной составляющей или мала, фактор поглощения будет преобладающим при регистрации спектров ДО. При малых концентрациях поглощающей компоненты в дисперсной пробе спектральный ход коэффициента ДО ($1/R_\infty = I_o/I_r$), согласно формуле (6), будет соответствовать спектральной зависимости показателя поглощения образца $\alpha(\nu)$.

Анализ полученных результатов

На рис. 1 представлена спектральная зависимость спектра коэффициента ДО пробы с образцом СУ1300 (1 % масс.) в ИК области $4000\text{--}750 \text{ см}^{-1}$. Указано положение базовой линии, характеризующей фоновое поглощение графита, относительно которой можно выделить ИК полосы селективного поглощения образца, соответствующие максимумам функции Кубелки-Мунка, согласно (6). Области прозрачности 3340 , 1630 в спектре ДО близки по положению к частотам поглощения полисорбированной H_2O и на частицах порошка NaCl , соответственно. Это, по-видимому, связано с различиями в глубинности режимов ДО в образце и эталоне сравнения, поскольку излучение в образце проникает на меньшую глубину. Это позволяет прийти к заключению, что все наблюдаемые особенности в спектре ДО вне области поглощения полисорбированной воды обусловлены свойствами СУ. Остальные полосы в диапазонах $3250\text{--}2000 \text{ см}^{-1}$, $1700\text{--}1400 \text{ см}^{-1}$, $1350\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$, $1100\text{--}800 \text{ см}^{-1}$, могут быть отнесены к СУ, что достаточно хорошо коррелирует с особенностями в спектре функции плотности фононных

состояний и спектрами КР СУ [2, 3, 17].

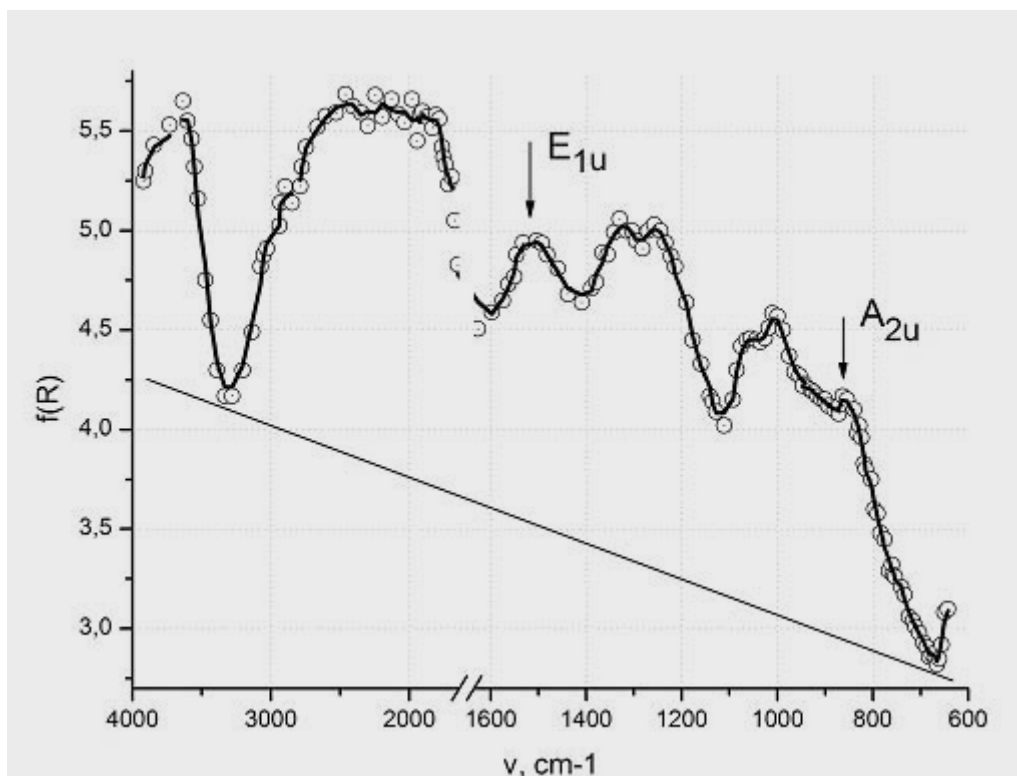


Рис. 2. Спектральная зависимость формулы Кубелки-Мунка для типичного образца СУ-1300 в области проявления колебательных мод E_{1u} и A_{2u} .

Согласно расчетам фононного спектра графита [2, 3], в области 850 см^{-1} в ИК спектре поглощения должны проявляться межплоскостные колебания атомов углерода (A_{2u}). В спектрах ДО это перегиб в широкой полосе с особенностью на 860 см^{-1} . Внутриплоскостные колебания атомов углерода симметрии E_{1u} , активны в области 1580 см^{-1} . В данной спектральной области в спектре ДО можно выделить особенности в спектре: максимумы поглощения на 1515 см^{-1} и плохо разрешенные широкие максимумы на 1330 см^{-1} и 1250 см^{-1} .

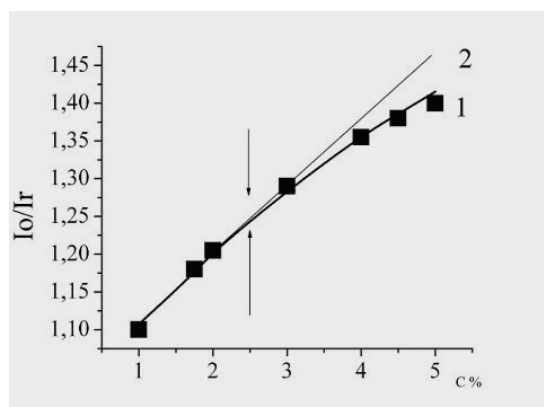


Рис. 3. Концентрационная зависимость интенсивности колебательной моды E_{1u} для образца СУ-1300

В соответствии с литературными данными [2, 3], ИК полосы в области 1515 см^{-1} можно отнести к внутриплоскостным (E_{1u}) колебаниям атомов углерода в кристаллической деформированной решетке графита, с отклонением углов между валентными связями атомов углерода в гексагональных структурах от 120° [2, 3]. Максимум в области 1330 см^{-1} обусловлен нарушениями трансляционной симметрии слоев и конечностью

их размеров в реальных структурах [2]. Широкая полоса поглощения на $1100\text{--}1000\text{ см}^{-1}$, вероятно, обусловлена проявлением оптической активности карбиновых цепочек, имеющих в составе СУ [4, 7].

На рис.2 приведена концентрационная зависимость интенсивности полосы на 1515 см^{-1} в области концентраций СУ в пробе до 5%. Из полученных экспериментальных результатов следует, что при массовой концентрации диспергированного СУ в пробе менее 2,5 % выполняется линейная зависимость интенсивности полосы (I_o/I_r) от концентрации в соответствии с формулой (6). Данная закономерность выполняется и для других полос поглощения в спектре ДО СУ.

Поскольку для приготовления проб применялись не монодисперсные образцы, в работе проведена лишь качественная проверка влияния на коэффициент ДО дисперсности пробы. Установлено, что с увеличением наибольшего размера частиц пробы (ячейка сита выше 30 мкм) увеличивается уровень поглощения (положение базовой линии) и интенсивность полос. Эта тенденция соответствует формуле (6), поскольку при диспергировании возрастает концентрация мелкодисперсной компоненты, более прозрачной для излучения. Во всех опытах эталоном сравнения служил порошок NaCl той же дисперсности, что и в пробе, что позволяло методически учесть постоянство фактора рассеяния в пробе и эталоне. Полученные результаты свидетельствуют о том, что полосы селективного поглощения в спектрах ДО обусловлены в основном прохождением излучения через мельчайшие частицы диспергированного графита в условиях глубинного режима поглощения–рассеяния ИК излучения. При сопоставлении информации о полосах поглощения, регистрируемых в одних и тех же образцах СУ с помощью методов ДО, спектроскопии НПВО [18], КР [17] и известными данными о функции плотности фононных состояний в графите $G(\nu)$ [2, 3] можно отметить хорошую корреляцию данных по оптически активным колебательным состояниям атомов углерода в кристаллической решетке графита.

Выводы

В работе с помощью метода диффузного ИК отражения зарегистрированы селективные полосы поглощения, отнесенные к внутри- и межплоскостным колебательным состояниям атомов углерода в кристаллической решетке графита. Дан анализ применимости соотношений, полученных на основе формулы Кубелки-Мунка, и уравнений из теории переноса излучения в дисперсной среде для интерпретации спектров ДО СУ.

Экспериментально исследовано влияние концентрации поглощающего образца в пробе, его дисперсности, факторов рассеяния, длины волны излучения на интенсивность и положение селективных полос поглощения. Показано, что предложенная в работе формула (6) хорошо описывает линейную зависимость интенсивности селективных полос в спектре ДО в зависимости от концентрации поглощающего вещества ($c \leq 3\%$). Факторы рассеяния методически учитываются при регистрации спектров ДО и не сказываются на форме и положении селективных полос поглощения в спектрах ДО.

Проведена интерпретация регистрируемых полос поглощения в спектре ДО графита и выполнено их сопоставление с наблюдаемыми особенностями в ИК и КР спектрах данного образца и аналогичных по структуре образцов нанокристаллического углерода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-08-00340а.

Литература

1. Шулепов С.В. Физика углеродных материалов. – Челябинск: Metallurgy, 1990. 334 с.
2. Carbon molecules and materials /Ed. by R. Setton, P. Bernier, S. Lefrant.- L.-N.Y.: Taylor @ Francis, 2002. – 489p.

3. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. – М.: Техносфера, 2003. 334 с.
4. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены и структуры углерода. // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 977–1009.
5. Золотарев В.М, Морозов ВН, Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л: Химия, 1984. 218 с.
6. Kertesz M., Ho Choi Ch., Yang Sh. Conjugated polymers and aromaticity. // Chem. Rev. 2005. V. 105. P. 3348–3481.
7. Вяткин Г.П., Байтингер Е.М., Песин Л.А. Определение характера гибридизации валентных состояний углерода спектроскопическими методами. – Челябинск: ЧГТУ, 1996. – 104 с.
8. Kim Y.A., Matusita T., Hayashi T., Endo M., Dresselhaus M.S. Topological change of vapor grown carbon fibers during heat treatment. // Carbon. 2001. V. 39. P. 1747–1752.
9. Burda C., Chen X., Narayanan R., El-Sayed M. Chemistry and properties of nanocrystals of different shapes. // Chemical Review. 2005. V. 105. №4. P.1025–1102.
10. Kubelka P. // J. Amer. Opt. Soc. 1948. V.38. № 448. P.1067.
11. Гири́н О.П., Степа́нов Б.И. Модель диффузного рассеяния света дисперсными объектами. // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. В.4(10). С 476.
12. Иванов А.П., Ллойко В.А., Дик В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. – Минск: Наука и техника, 1988. 191 с.
13. Kortum G. Reflectance Spectroscopy. – N.Y.: Springer-Verlag, 1969.
14. Hecht H.G. Quantitative analysis of powder mixtures by diffuse reflectance// Applied Spectroscopy. 1980. V.34. №2. P.161–164.
15. Бехтерев А.Н., Авдеенко В.П. Исследование оптических свойств графита в ИК области спектра. // Вопросы физики твердого тела. Челябинск: Изд-во ЧГПИ. 1981. С. 46–53.
16. Chandrasekhar S. Radiative Transfer. – London: Oxford University Press, 1950.
17. Баранов А.В., Бехтерев А.Н., Бобович Я.С., Петров В.И. О резонансных свойствах спектров КР графита и стеклоуглерода //Оптика и спектр. 1987. Т. 62. №1. С.1036–1043.
18. Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Оптические свойства и структура графитоподобных кристаллических и аморфных модификаций углерода. Обзор. // Оптико-механическая промышленность. 1986. № 12. С.41–53.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПАРОФАЗНОЙ ЭКСТРАКЦИИ КАРБОНОВЫХ КИСЛОТ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ МЕТОДОМ ИК ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

В.Н. Бехтерев, А.Н. Бехтерев, В.М. Золотарев

Методом ИК-Фурье спектроскопии исследована парофазная экстракция низкомолекулярных органических кислот $C_2 - C_6$ метанолом и этанолом. Установлен факт смещения характеристических полос поглощения в колебательном спектре кислоты в паровой фазе в присутствии спирта. Сделан вывод о существовании межмолекулярных взаимодействий между кислотой и спиртом в паровой фазе. Представлены величины констант парофазной экстракции.

Как известно, экстракция основана на избирательном извлечении конкретного вещества или нескольких компонентов из одной фазы в другую, имеющую с ней границу раздела. Общим моментом при этом является приведение в контакт заранее приготовленных несмешивающихся систем, например, исследуемого водного раствора и экстрагента – нерастворимой в воде органической жидкости, газа, сорбента. Интересным с научной и практической точек зрения является изучение экстракционного процесса в условиях формирования границы раздела фаз непосредственно в исследуемой пробе. При парофазной экстракции (ПФЭ)[1] это образование пара добавленной органической жидкости в объеме и над поверхностью образца анализируемого водного раствора.

Установлено, что если в водный раствор одноосновных карбоновых кислот добавить смешивающийся с водой органический растворитель с температурой кипения ниже $100^{\circ}C$ и произвести его отгонку, то в конденсате обнаруживаются органические кислоты [2]. Аналогичный результат получается, если через предварительно нагретый до температуры кипения экстрагента исследуемый водный раствор кислот пропускать его пар или в объем пробы, нагретой до температуры на $10-15^{\circ}C$ выше точки кипения экстрагента, подавать его в жидком виде [3]. Эффективность извлечения спиртами в этом случае растет с увеличением молекулярной массы кислоты в рассматриваемом гомологическом ряду (табл. 1), т.е. с увеличением $T_{кип.}$, что противоречит теории дистилляции [4].

Следовательно, при ПФЭ летучесть не является единственной причиной в процессе переноса веществ из водной среды в получаемый в результате отгонки конденсат растворителя. Подтверждением участия паров добавленного в пробу растворителя в процессе извлечения из водной среды органических веществ служат результаты эксперимента, приведенные в табл. 2. Водный раствор органических кислот C_2-C_6 без добавки и с добавкой спирта помещали в герметичный сосуд, нагревали на кипящей водяной бане. После чего методом газожидкостной хроматографии (ГЖХ) анализировали состав парогазовой среды над раствором. При ПФЭ этанолом органических кислот, т.е. в присутствии спирта в водном растворе, при прочих равных условиях наблюдается ощутимое возрастание их равновесных концентраций в парогазовой фазе по сравнению с процедурой газовой экстракции [5].

Известно, что в основе механизма жидкостной экстракции из водных растворов органических веществ лежит процесс замещения молекулами экстрагента молекул воды в гидратной оболочке извлекаемого вещества [6]. Возникают новые ассоциаты экстрагируемого вещества и растворителя. С учетом этого в настоящей работе парофазная экстракция как явление экстракции паром органического растворителя извлекаемых компонентов из воды было изучено методом инфракрасной Фурье-спектроскопии.

На рис.1 представлены ИК спектры пропускания насыщенных паров пропионовой кислоты и метанола, а также их смеси.

Видно, что ИК спектр образца смеси насыщенных паров метанола и пропионовой кислоты не может быть получен путем аддитивного сложения соответствующих спектров индивидуальных веществ. Эксперимент показал также, что смешивание насыщен-

ных паров метанола и пропионовой кислоты ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{COOH}$) приводит к сдвигу максимумов поглощения $\text{C}=\text{O}$ -связи при 1730 см^{-1} и $\text{CO}-\text{OH}$ -связи при 1245 см^{-1} кислоты в длинноволновую область спектра соответственно на 5 и 20 см^{-1} . Кроме того, наблюдается и заметное их уширение. Полученные результаты дают основание предположить, что в паровой фазе имеет место ассоциация молекул целевого вещества с молекулами экстрагента за счет водородной связи между карбонильной группой кислоты и группой $-\text{OH}$ спирта, рис.1.

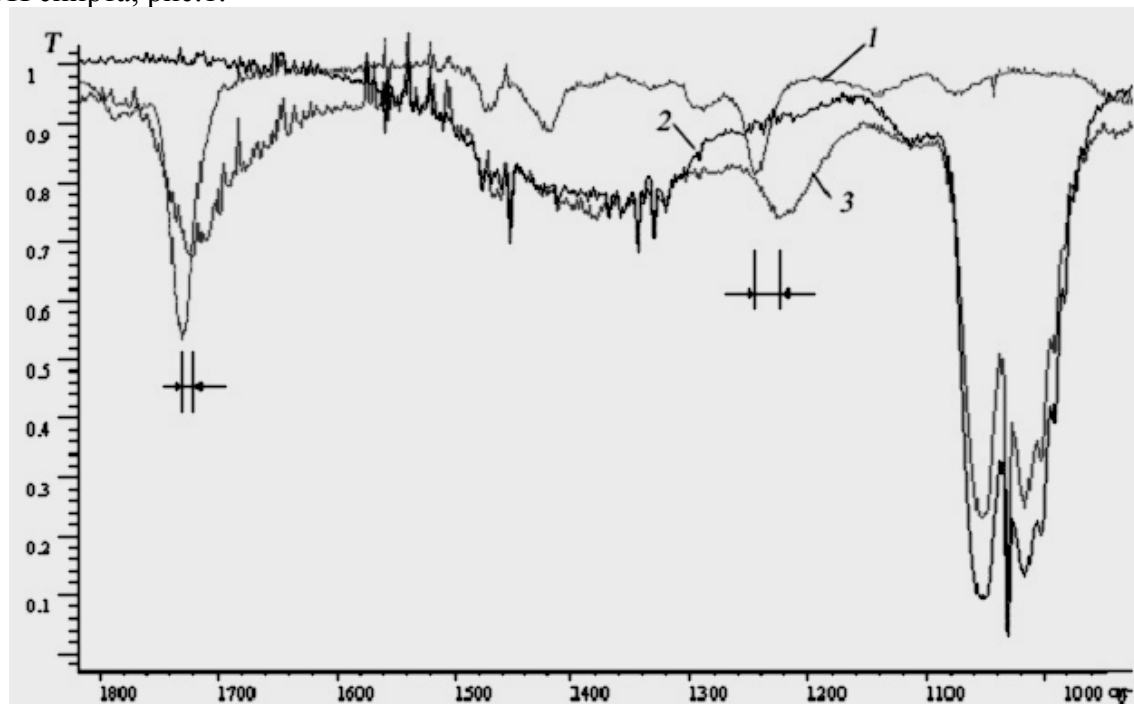


Рис. 1. Инфракрасные спектры, полученные при 20°C в режиме измерения пропускания на Фурье-спектрофотометре «ИКАР» с разрешением $0,5\text{ см}^{-1}$ в газовой кювете с KBr-окнами, с оптическим путем $19,3\text{ см}$: 1 – насыщенный пар пропионовой кислоты; 2 – насыщенный пар метанола; 3 – смесь насыщенных паров пропионовой кислоты и метанола

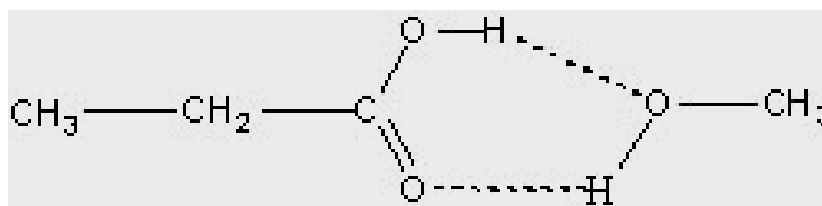


Рис. 2. Структурная схема ассоциации молекул целевого вещества с молекулами экстрагента

Кислота	Степень извлечения, %
Уксусная	$2,5 \pm 0,29$
Пропионовая	$7,8 \pm 0,84$
Масляная	$15 \pm 1,7$
Валериановая	$21 \pm 2,2$
Капроновая	$30 \pm 3,5$

Примечание: 1. Объем собираемого конденсата – $(15 \pm 0,3)$ мл; 2. Объем раствора кислот в воде – (300 ± 4) мл; 3. Исходные концентрации кислот в воде составляли (65 ± 5) мкг/мл.

Таблица 1. Степень однократной паровфазной экстракции одноосновных карбоновых кислот из воды 10 мл этанола, $\text{pH } 3,5$

Опыт	Содержание органической кислоты в парогазовой фазе, мкг/мл				
	C ₂	C ₃	C ₄	C ₅	C ₆
Газовая экстракция	0,05±0,012	0,089±0,0082	0,13±0,011	0,19±0,022	0,23±0,024
Парофазная экстракция, т.е. при добавлении в пробу 3% этанола	0,084±0,0044	0,19±0,021	0,27±0,036	0,40±0,031	0,53±0,047

Примечание: Исходное индивидуальное содержание уксусной (C₂), пропионовой (C₃), масляной (C₄), валерьяновой (C₅) и капроновой (C₆) кислоты в 5 мл водного раствора, помещенного в герметичный пенициллиновый флакон на кипящую водяную баню, в обоих опытах составляло (297±3) мкг/мл.

Таблица 2. Результаты сравнительного изучения газовой экстракции воздухом и парофазной экстракции этанолом карбоновых кислот из воды при 100оС, рН3,5

Аналит	Коэффициент распределения $K_{eq} = c_{org}/c_{water}$				
	ГЭ при 90°С [4]*	ПФЭ $*K_{eq} = K_{eq} \times (\rho_D/\rho_V)$		ЖЭ [6]	
	азот	метанол	этанол	н-пентанол	диэтиловый эфир
Уксусная	0,00059	0,36 ± 0,053	0,34 ± 0,033	--	0,5
Пропионовая	0,00089	1,3 ± 0,25	1,1 ± 0,11	2,98	1,86
Масляная	0,00105	2,4 ± 0,54	1,9 ± 0,18	--	6,31
Валерьяновая	0,00152	3 ± 1,0	3,1 ± 0,53	34,7	10,0
Капроновая	--	5 ± 1,5	4,6 ± 0,69	123,0	93,3

Примечание: * – полученные в [3] величины коэффициентов распределения в системе азот–вода авторами настоящей работы представлены в виде $K_{eq} = c_{org}/c_{water}$

Таблица 3 Выделение органических веществ из воды методами газовой, парофазной и жидкостной экстракции

Косвенным подтверждением этому могут служить литературные данные [7] о существовании димеров даже в газовой фазе у уксусной и масляной кислот за счет водородной связи, что также сопровождается соответствующими изменениями в колебательном спектре.

Следовательно, при ПФЭ определяющую роль в перераспределении целевых компонентов между паром органической жидкости и водной фазой играют межмолекулярные взаимодействия. Иными словами, механизм наблюдаемого явления экстракционный – экстракция в пар специально введенного дополнительного растворителя с температурой кипения ниже температуры кипения пробы. Сказанное подтверждает справедливость представленной в [1–3] кинетической модели процесса ПФЭ и полученной на ее основе возможности вычисления константы распределения:

$$*K_{eq} = V_L / (m_o/m_D - 1) \times V_D \quad (1)$$

где V_L – объем жидкой фазы (водной); V_D – объем конденсата; m_o – начальная масса целевого вещества в пробе (воде); m_D – масса целевого вещества в ПФЭ-конденсате. Получаемая константа распределения $*K_{eq}$, как показал эксперимент, не зависит ни от концентрации извлекаемых компонентов, ни от взятых для парофазной экстракции

объемов пробы воды и экстрагента. Это подтверждает справедливость выдвинутых представлений о механизме рассматриваемого явления ПФЭ.

В табл. 3 приведены значения $*K_{eq}$ для ПФЭ одноосновных карбоновых кислот C_2-C_6 метанолом и этанолом из водных растворов в сравнении с некоторыми константами их жидкостной и газовой экстракции. Как следует из представленных данных, определяемая в эксперименте константа паровфазной экстракции $*K_{eq}$ по величине превышает константу газовой экстракции в случае уксусной кислоты более чем в 550 раз, а валериановой – в 2000 раз соответственно. Поскольку она используется в уравнении для расчета исходного содержания анализируемого компонента в пробе, то очевиден выигрыш в повышении чувствительности его анализа в воде.

Таким образом, результаты ИК-Фурье спектроскопического исследования паровфазной экстракции органических кислот из водных растворов спиртами свидетельствуют, что в паровой фазе имеет место межмолекулярное взаимодействие между кислотой и спиртом. В этой связи открываются перспективы применения ПФЭ в качестве инструмента предварительного фракционирования растворенных в воде органических веществ перед этапом физико-химического исследования путем варьирования экстрагента.

Авторы выражают большую признательность Г.Б. Сергееву, профессору химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, за оказанную техническую помощь в проведении ИК Фурье-спектрофотометрических измерений.

Литература

1. Bekhterev V.N., Kabina E.A., Georgiadi-Avdienko K.A. Vapour-phase extraction in the analysis of multicomponent aqueous solutions of organic compounds. International Congress on Analytical Sciences ICAS-2006 (25-30 June 2006), Moscow, Russia. Book of Abstracts. V.2, p.588
2. Бехтерев В.Н., Золотарев В.М. Перспективы комбинированного использования паровфазной экстракции и спектральных методов анализа в исследовании многокомпонентных водных растворов органических веществ. //Науч.-техн. вестник СПбГУ ИТМО. 2006. В.31.
3. Bekhterev V.N., Kabina E.A. Vapour phase extraction for the isolation of organic compounds from aqueous solutions. // Mendeleev Communication, 2007, **17**, p. 45–47.
4. Сийрде Э.К., Теаро Э.Н., Миккал В.Я. Дистилляция. – М.: Химия, 1971. – 216 с.
5. Витенберг А.Г. Равновесная модель в описании процессов газовой экстракции. // Ж. аналитической химии. 2003. Т.58. №1. С. 7–21.
6. Коренман И.М. Экстракция в анализе органических веществ. – М.: Химия, 1977. – 200 с.
7. Смит А. Прикладная ИК-спектроскопия / Пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – С.172.
8. Коренман И.М. Коэффициенты распределения органических соединений. Справочник. – Воронеж: ВГУ, 1992. – 336 с.

Триболюминесценция кристаллического кварца

Р.И. Мамалимов, Р.К. Мамедов, В.И. Веттегрень, И.П. Щербаков

В спектрах триболюминесценции монокристаллов кварца наблюдаются полосы $\approx 1,9$ эВ, приписанная радикалу $\text{SiO}\cdot$, и $\approx 2,6$ эВ – силеновому центру Si^+ . Исследование формы полосы 1,9 эВ позволило выявить ряд слабо разрешенных максимумов, расстояние между которыми $\approx 600\text{--}700\text{ см}^{-1}$ соответствует частотам колебаний E_L кристаллической решетки кварца. Анализ формы сигналов триболюминесценции показал, что крутизна их переднего фронта зависит от температуры и определяется скоростью роста трещин с энергий активации $\approx 0,16$ эВ. Интенсивность заднего фронта уменьшается экспоненциально со средним временем ≈ 12 мкс перехода из синглетно-возбужденного электронного уровня на основной.

Введение

Кварцевые стекла широко используются для создания оптических световодов из-за их превосходного пропускания. При воздействии механических напряжений и радиации в них накапливаются дефекты, ограничивающие пропускание в видимой области спектра. Поэтому уже более 20 лет широко проводятся исследования механизма образования и природы дефектов в кварце и силикатных стеклах различными методами: ЭПР, ЯМР, оптической спектроскопии, фото- и триболюминесценции (ТЛ). Наиболее детально была изучена фотолюминесценция, возникающая после облучения электронами и ионами [1–3]. В ряде работ исследованы спектры и кинетика ТЛ при разрушении кварцевого и силикатных стекол [4–11]. В настоящей работе анализируются результаты исследования ТЛ монокристаллов кварца.

Методика эксперимента

Для получения спектров ТЛ была построена установка, схематически изображенная на рис. 1а. Пластины (1) из монокристалла кварца длиной ≈ 20 мм, шириной ≈ 15 мм и толщиной ≈ 5 мм прижимались с помощью груза (3) к стальному валу (2) диаметром 25 мм, вращающемуся с частотой 27 с^{-1} . Интенсивность ТЛ в таких условиях достаточно высока, чтобы получить ее спектр. Однако импульсы сильно налагались друг на друга, что не позволяло исследовать их форму. Для изучения формы была построена другая установка (рис. 1б), в которой триболюминесценцию возбуждали ударом груза (5), падающего после выключения электромагнита (6) с высоты ≈ 10 см по стальному бойку (4).

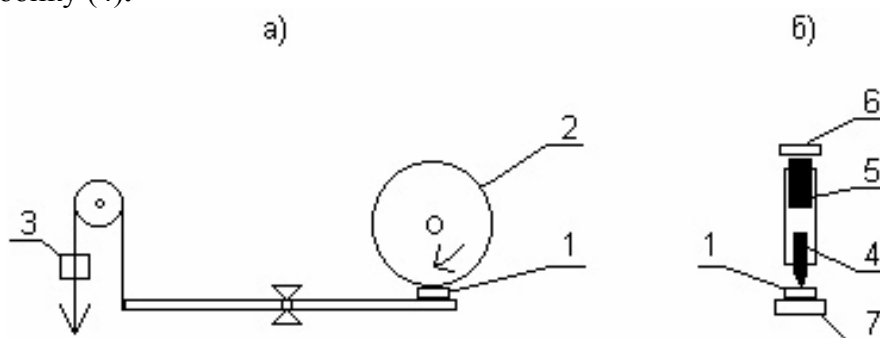


Рис. 1. Схема установки

Возникающее в обоих случаях излучение при помощи кварцевой линзы фокусировалось на поверхность катода фотоэлектронного умножителя 139, сигнал с которого поступал на 12-битный АЦП, оцифровывался и анализировался на ЭВМ. Температура пластины при помощи термостата (7) изменялась от 90 до 570 К.

Кинетика формирования импульсов триболюминесценции

Спектр ТЛ кварца показан на рис. 2. В нем наблюдается интенсивный максимум при $\approx 1,9$ эВ, на низкочастотном крыле которого наблюдается 3 слабых максимума. На высокочастотном крыле существует еще один максимум $\approx 2,6$ эВ. Максимум при $\approx 1,9$ эВ, согласно литературным данным [1–10], соответствует электронно возбужденному радикалу $\text{SiO}\cdot$, а полоса $\approx 2,6$ эВ приписана [1–10] силоновому центру $\text{Si}\cdot$. Вместе радикал $\text{SiO}\cdot$ и силовый центр $\text{Si}\cdot$ образуют автозахваченный экситон [1].

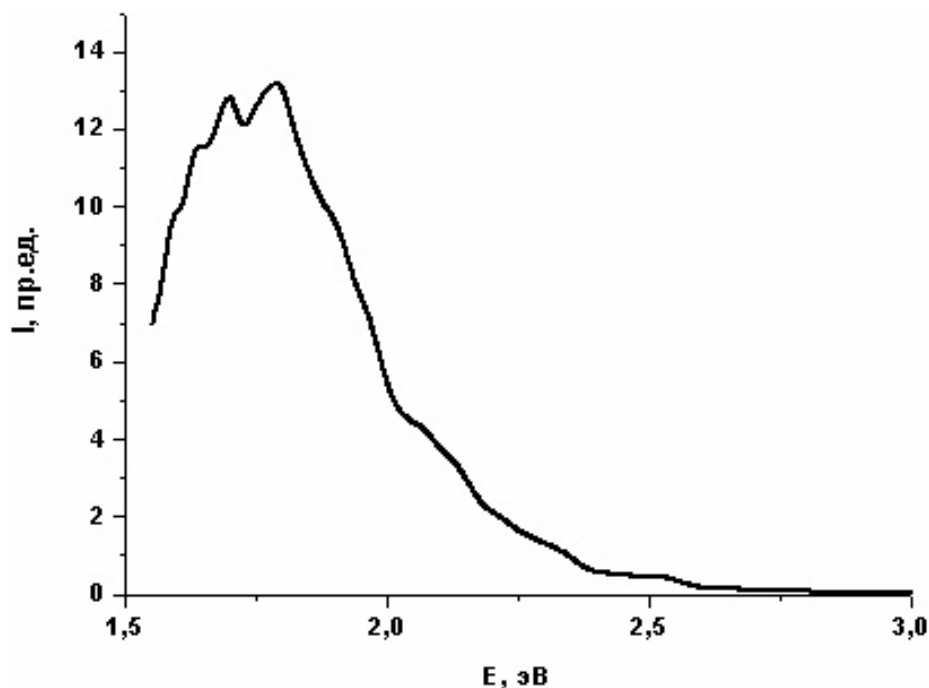


Рис. 2. Спектр ТЛ кварца

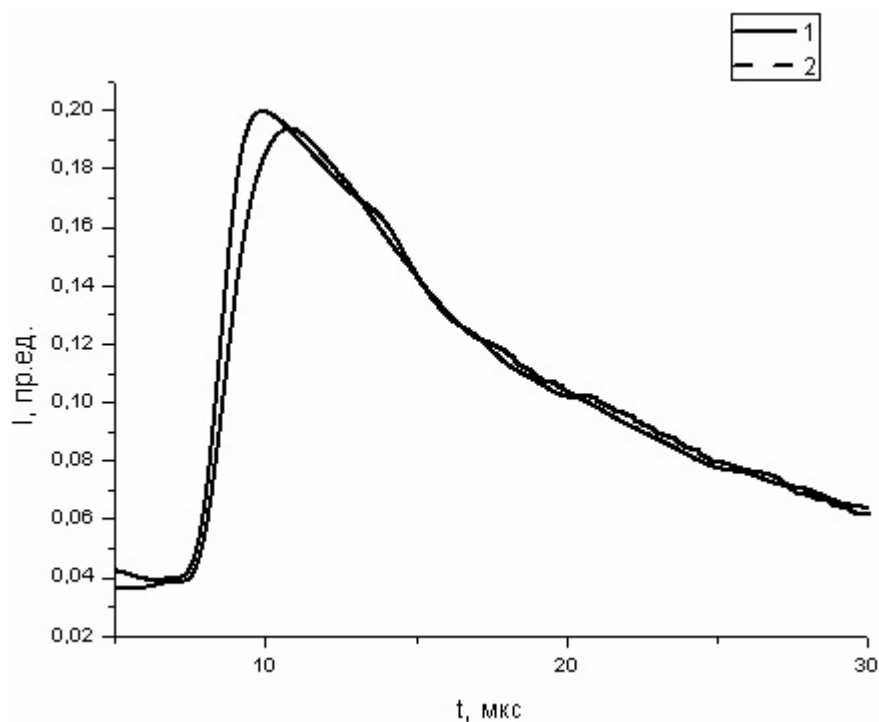


Рис. 3. Исследование формы импульса

Разность частот между слабыми максимумами на низкочастотном крыле полосы 1,9 эВ близка к частоте $\approx 600\text{--}700\text{ см}^{-1}$ продольных колебаний E_L кристаллической решетки кварца [12], и их можно приписать таким колебаниям. Во временных зависимостях интенсивности ТЛ после удара можно найти импульсы, наименее искаженные за счет взаимного наложения. Это позволило детально исследовать их форму. Оказалось, что в диапазоне температур 170–570 К она одинакова (рис. 3): на переднем фронте интенсивность I растет линейно, а на заднем – уменьшается экспоненциально со временем t .

При повышении температуры наклон переднего фронта ($\dot{I} \equiv dI/dt$) увеличивается, а заднего – остается неизменной (рис. 3). Такое поведение переднего и заднего фронтов вызвано различием механизмов, обуславливающих рост и затухание интенсивности импульсов ТЛ.

Рассмотрение отпечатков от удара бойка по поверхности кварца показало, что вокруг них образуется около десятка трещин с линейными размерами около 1–2 мм. Скорость нарастания переднего фронта импульсов ТЛ, вероятно, определяется скоростью роста трещин V . Согласно кинетической теории прочности [13–14], скорость роста трещин связана с температурой T уравнением

$$V = V_0 \exp\left(\frac{U(\sigma)}{kF_q}\right),$$

где V_0 – скорость роста трещин при температуре $T \rightarrow \infty$, $U(\sigma)$ – энергия активации роста трещин, зависящая от напряжения σ , развивающемся при ударе, k – константа Больцмана, F_q – квантовая функция, учитывающая, что во всем диапазоне температур часть колебаний кристаллической решетки кварца подчиняется статистке Бозе [14].

Значения F_q могут быть вычислены из температурной зависимости теплоемкости кварца:

$$F_q = \frac{\int_0^T C(T)}{C_{cl}},$$

где $C_{cl} = 0,3\text{ кал/Г}\cdot\text{К}$ – теплоемкость при температуре, превышающей 800 К, когда все колебания подчиняются статистике Больцмана.

Так как величина $\dot{I}$ пропорциональна скорости роста трещин, уравнение Журкова можно переписать следующим образом:

$$\dot{I} = \dot{I}_0 \exp\left(\frac{U(\sigma)}{kF_q}\right),$$

где $\dot{I}_0 = qV_0$, q – квантовый выход люминесценции. В наших экспериментах высота, с которой боек падал на поверхность кварца, была постоянной, и напряжения, развивающиеся в пластинке кварца при различных температурах, тоже приблизительно постоянны. В этих условиях $U(\sigma) \approx \text{Const.}$ и зависимость $\ln \dot{I}$ от $1/F_q$ должна быть линейной. Из рис. 4 видно, что опытные точки действительно уложились на прямую линию.

Из наклона прямой нашли энергию активации возгорания ТЛ $U \approx 0,18\text{ эВ}$. Чтобы убедиться в том, что полученное значение U действительно соответствует энергии активации разрушения, оценим его из уравнения Журкова для времени разрушения $\tau \approx 10^2 - 10^3$ мкс (время излучения при ударе), записав его в виде

$$U = kF_q \ln \frac{\tau}{\tau_0},$$

где $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с [13–14]. При комнатной температуре $F_q \approx 400$ К, подставив это значение в последнее выражение, получим, что $U \approx 0,18$ эВ. Таким образом, скорость нарастания переднего фронта импульсов ТЛ действительно соответствует скорости роста трещин в кварце. Как уже упоминалось, задний фронт импульсов ТЛ не зависит от температуры и изменяется экспоненциально от времени. Оказалось, что среднее время затухания τ люминесценции при всех температурах равно 12 ± 1 мкс. Это значение хорошо согласуется с найденным в работах [4, 5, 9–11]. Независимость τ от температуры позволяет отнести пик при 1,9 эВ к флуоресценции, т.е. к синглетно-возбужденным радикалам $\text{SiO}\cdot$.

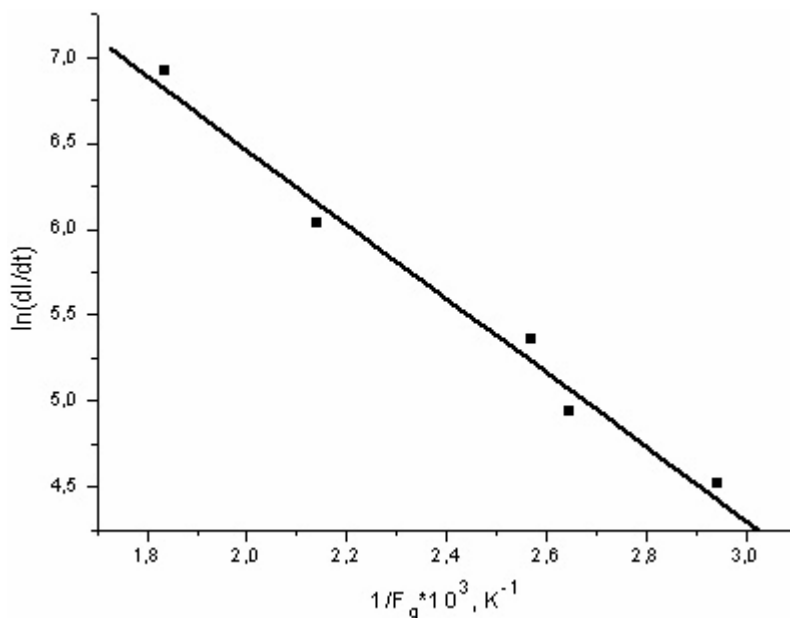


Рис. 4. Аппроксимация экспериментальных данных

Слабый пик при 2,6 эВ, согласно литературным данным [1–5, 9–11], приписан фосфоресценции, т.е. триплетно возбужденному силеновому центру $\text{Si}\cdot$. Kawaguchi [9] установил, что этот пик возникает при триболоминесценции на 50–100 мкс позже, чем 1,9 эВ. Это время, вероятно, требуется для перехода по колебательным уровням в триплетно возбужденное состояние. Время, в течение которого в нашей установке регистрировались спектры, не превышало 64 мкс. За это время переход в триплетно возбужденное состояние не успевал произойти. Кроме того, мы проводили исследования в атмосфере воздуха, т.е. в условиях, когда на поверхности кварца находится мономолекулярные слои воды. По-видимому, по этим причинам интенсивность полосы 2,6 эВ была приблизительно на два порядка меньше, чем 1,9 эВ.

Заключение

В спектрах ТЛ монокристаллов кварца наблюдаются полосы 1,9 и 2,6 эВ, первая приписана радикалу $\text{SiO}\cdot$, а вторая – силеновому центру $\text{Si}\cdot$. На низкочастотном крыле полосы 1,9 эВ существуют слабые максимумы, которые были приписаны E_L кристаллической решетки кварца. Скорость возгорания импульсов ТЛ определяется скоростью роста трещин с энергией активации 0,16 эВ. Среднее время релаксации возбужденных электронных состояний ≈ 12 мкс и не зависит от температуры. На этом основании максимум 1,9 эВ отнесен к синглетно-возбужденному уровню, а ТЛ с такой энергией – к флуоресценции.

Литература

1. Силинь А.Р., Трухин А.Н. Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO_2 . – Рига: Зинатне, 1985. – 244 с.
2. Hiroyuki Nishikawa, Taiji Shiroyama, Ryuta Nakamura, Yoshimichi Ohki, Kaya Nagasawa, Yoshimasa Hama. Photoluminescence from defect centers in high-purity silica glasses observed under 7.9-eV excitation. // *Phys. Rev. B*. 1992. V. 45. № 2. P. 586-591.
3. Shuji Munekuni, Toshihisa Yamanaka, Yasushi Shimogaichi, Ryoichi Tohmon, Yoshimichi Ohki, Kaya Nagasawa, Yoshimasa Hama. Various types of nonbridging oxygen hole center in high-purity silica glasses. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68. № 3. P. 1212-1217.
4. Chapman G.N., Walton A.J. Triboluminescence of glasses and quartz. // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. № 10. P. 5961–5965
5. Stathis J.H., Kastner M.A. Time-resolved photoluminescence in amorphous silicon dioxide. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. № 6. P. 2972–2979.
6. Тохметов А.Т., Веттегрень В.И. Колебательная структура спектров механолюминесценции кварцевого стекла и полиметилметакрилата. // *Физика твердого тела*. Т.31. Вып. 12. С. 175 –178.
7. Тохметов А.Т., Веттегрень В.И. Определение энергии активации возбуждения механолюминесценции при трении. // *Физика твердого тела*. 1990. Т. 1. С. 33–37.
8. Стрелецкий А.Н., Пакович А.Б., Бутягин И.Ю. Структурные дефекты и возбуждение триболюминесценции в аморфном диоксиде кремния. // *Известия Академии наук СССР*. 1986. Т. 50. № 3. С. 477–482.
9. Kawaguchi Y. Time-resolved photoluminescence spectra silica glass in vacuum and nitrogen atmosphere. // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52, No. 13. P. 9224–9228.
10. Kawaguchi Y. OH-content dependence of photoluminescence spectra in silica glass. // *Phys. Rev.* 1996. B. V. 54. №. 14. P. 9721–9725.
11. Kawaguchi Y. Photoluminescence Spectra in Crystalline Quartz. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1998. V.37. P.1892–1896.
12. Umari P., Pasquarello Alfredo, Dal Corso Andrea. Raman scattering intensities in a-quartz: A first-principles investigation. // *Phys. Rev B*. 2005. V. 63, 094305-1 - 094305-9.
13. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974. – 560 с.
14. Петров В.А., Башкарев А.Я., Веттегрень В.И. Физические основы прогнозирования долговечности конструкционных материалов. – СПб: Политехника, 1993. – 475 с.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АБИОГЕННЫХ ВЕЩЕСТВ В ВОДНЫХ СРЕДАХ

Б.И. Деулин

Анализируется возможность применения метода комбинационного рассеяния света для определения химического состава сточных вод промышленных предприятий.

Индустриальное общество в процессе своего развития все больше и больше увеличивает свое воздействие на нее в результате трудовой деятельности. Воздействие на окружающую среду и природные ресурсы характеризуется не только повышением их уровня добычи, но и катастрофически возрастающим загрязнением окружающей среды. Одним из объектов загрязнения является водная среда. Количество стоков, спускаемых в реки и озера во многих районах мира, возросло настолько, что водоемы, обладая самоочистительной способностью, уже не в состоянии восстанавливать нарушенное равновесие. Ежегодно в реки, моря и океан сбрасывается около 40–45 млн. т нефти, значительное количество радиоактивных веществ, ядов, тяжелых металлов, пестицидов, сельскохозяйственные удобрения и моющие средства [1]. Источники загрязнения водных объектов весьма разнообразны. Доля промышленности в загрязнении вод достигает 50–70% [1]. Производственные сточные воды являются наиболее значительными источниками загрязнения водоемов канцерогенными веществами. Особенно опасны в этом плане рудничные воды и воды предприятий по переработке горючих ископаемых. В таблице приведен химический состав сточных вод, сбрасываемых в ливневую канализацию ЗАО «Научприбор», г. Орел.

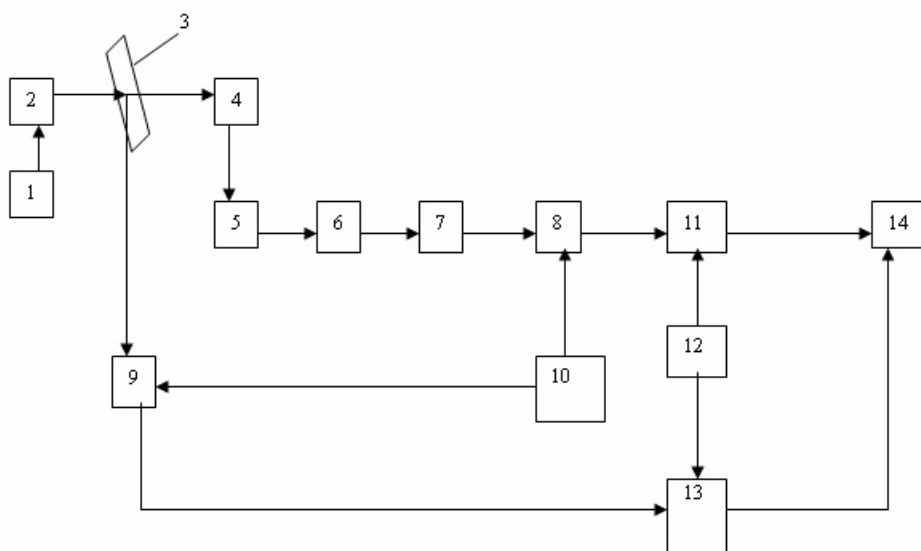
№	Показатели состава сточных вод	Фактическая концентрация мг/л	Фактический сброс		Допустимая концентрация мг/л
			г/час	т/год	
1.	БПК полная	1,7	5,67	0,036	1,7
2	Взвешенные вещества	59,0	196,65	1,246	32,6
3	Никель	0,08	0,267	0,0017	0,05
4	Медь	0,15	0,5	0,0032	0,01
5	Хром (+3)	0,02	0,066	0,0004	0,01
6	Железо	1,52	5,016	0,0321	0,02
7	Сульфаты	53,3	175,89	1,126	53,3
8	Хлориды	75,0	247,5	1,584	75,0
9	Нефтепродукты	1,6	5,28	0,0338	0,05
10	Сухой остаток	480	158,4	10,138	480,0
11	Азот аммонийный	0,26	0,858	0,0055	0,26
12	Азот нитритный	0,002	0,007	0,00004	0,002
13	Азот нитратный	0,92	3,036	0,0194	0,92

Таблица. Химический состав сточных вод, сбрасываемых в ливневую канализацию ЗАО «Научприбор», г. Орел

Из таблицы видно, что по ряду ингредиентов состав сточных вод превышает предельно допустимые концентрации (ПДК). В работе [2] было показано, что в заводских лабораториях при анализе воды наиболее распространен фотоколориметрический метод. Однако данный метод, как уже об этом упоминалось в работе [2], не экспрессный. Производительность составляет 0,5–5 опр/час в зависимости от определяемого элемента. Низкая производительность аналитических работ приводит к тому, что контроль за содержанием элементов в водах проводится неполностью, а это ухудшает мониторинг водоемов. Самыми экспрессными и производительными являются физические методы анализа.

Интенсивность в спектре КР пропорциональна концентрации рассеивающего вещества и интенсивности зондирующего излучения. Мощность излучения $P^{кр}$ облучаемого газового объема определяется населенностью начального уровня $N_i(E_i)$, интенсивностью лазерного луча I и сечением процесса КР $\sigma^{кр}$ и определяется выражением (1) [4]

Из-за низких сечений интенсивность КР линий мала. Поэтому необходимо использовать источники света высокой интенсивности – лазеры.



В качестве источника света следует применить твердотельный импульсный лазер

(например, YAG:Nd²⁺ с удвоением частоты (поз. 2), длина волны генерации лазера составляет $\lambda_{\text{ген}} = 532$ нм, или лазер на рубине, длина волны генерации которого составляет $\lambda_{\text{ген}} = 694,3$ нм), работающий от блока питания 1. Излучение лазера 2 падает на светоделительное зеркало 3. Часть излучения (около 4 %), прошедшего через зеркало, используется в качестве опорного сигнала и поступает на ФЭУ 9. Остальное излучение (около 96 %) поступает на объект контроля 4, который представляет собой кювету с исследуемым веществом. Кювета должна быть свободной от различных инородных включений, например, пузырьков воздуха и царапин, которые способствуют рассеянию света.

Излучение, рассеянное в объекте контроля, собирается двухлинзовым конденсором 5, оптическая ось которого составляет прямой угол с лазерным лучом, падающим на кювету с исследуемой пробой. Излучение, собранное конденсором 5, поступает на входную щель монохроматора 6. Излучение с выхода монохроматора поступает на конденсор 7, затем на ФЭУ 8. Фотоумножители 8 и 9 работают от одного блока питания 10. Фотоумножители 8 и 9 преобразуют световую энергию в электрический сигнал, который поступает на АЦП 11 и 13. Оба аналого-цифровые преобразователя 11 и 13 работают от одного блока питания 12 и предназначены для преобразования аналоговых сигналов, поступающих с фотоумножителей в цифровой код. Для автоматизации измерений применен компьютер 14, который производит обработку данных, поступающих с АЦП, по заданной программе.

При отборе проб для исследования необходимо соблюдать определенные правила. Для получения достоверных данных необходимо обращать особое внимание на чистоту бутылей, предназначенных для отбора проб. Стекло, из которого изготавливается обычная посуда, разрушается сточной водой при хранении. В воду переходят различные ионы: Zn²⁺, Ca²⁺, Mg²⁺, K⁺, Na⁺, S²⁻, Cl⁻, SiCO₃²⁻ и т.п. Поэтому для хранения сточной воды надо пользоваться посудой из боросиликатного стекла – пайрекс. Проба не должна храниться более 12 час, в противном случае ее необходимо консервировать.

Характер предварительной обработки веществ определяется тремя основными требованиями.

1. Вещество должно быть «оптически пустым», т.е. свободным от взвесей, чтобы снизить немоллекулярное рассеяние, которое вызывается взвешенными частицами, диаметры которых сравнимы с диаметрами световой волны, и еще большими, видимые глазом. Возникающее при этом нежелательное рассеяние излучения по интенсивности может превзойти комбинационное рассеяние.
2. Вещество по возможности должно быть свободным от флюоресценции, так как ее интенсивность часто превышает интенсивность спектра КР. В результате этого возникает сильный фон, мешающий наблюдению. В большинстве случаев флюоресценция вызвана присутствием в веществе небольших примесей, которые надо удалить. Существуют различные способы по гашению флюоресценции нитросоединениями и другими веществами. Однако успех от их применения может быть достигнут лишь в случае незначительной интенсивности флюоресценции.
3. Исследуемое вещество должно быть по возможности бесцветным, так как за счет поглощения ослабляется и возбуждающий свет, и излучение рассеяния. В этом случае сильно осложняется количественный анализ.

После отбора пробы, перед анализом ее состава необходимо провести ее подготовку. Как видно из таблицы в состав пробы входят нефтепродукты. Целесообразно их удалить, так как наличие нефтепродуктов может вызвать люминесценцию. Как видно из таблицы, пробы воды содержат взвешенные вещества. Для проведения количественных анализов методом комбинационного рассеяния света необходимо иметь оптически прозрачные образцы проб. Для этого необходимо удалить из исследуемого образца взвешенные вещества. Для очистки пробы от взвешенных веществ целесообразно при-

менять бумажные фильтры [3], а для удаления тонкой мути – мембранные. В качестве бумажных фильтров пригодны обеззоленные фильтры типа «синяя лента», выполненные по ТУ 6-09-1678. После подготовки пробы можно производить ее исследование методом КРС. Данный метод дает возможность одновременно определять несколько ингредиентов пробы и более экспрессен, чем фотоколориметрия.

Выводы

Исследованы возможности метода комбинационного рассеяния света применительно к анализу неорганических ионов, содержащихся в сточных водах промышленных предприятий. Показано, что метод комбинационного рассеяния света обладает большей экспрессностью по сравнению с фотоколориметрическим методом и более перспективен для мониторинга водоемов. Рассмотрены практические аспекты аппаратной реализации метода комбинационного рассеяния.

Литература

1. Деулин Б. И. Анализ экологической опасности загрязнения водной среды. // Известия ОрелГТУ. Машиностроение и приборостроение 2000. №4.
2. Деулин Б. И. Об одном подходе к решению задачи определения химического состава и способа очистки промышленных сточных вод. // Проблемы машиноведения и машиностроения: Межвузовский сб. Вып. 19. СПб: СЗПИ, 2000.
3. Брандмюллер И., Мозер Г. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света. – М.: Мир, 1973.
4. Аналитическая лазерная спектроскопия / Под ред. Оменетто. М.: Мир, 1982.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ВУФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

А.Н. Бедрин, Г.Г. Ворыпаев, Е.М. Голубев,
А.Н. Жилин, О.В. Левина, В.К. Эльц

Пироэлектрический калориметр предназначен для калориметрирования широкоформатных плазменных излучателей с яркостной температурой более 20 кК [1]. Как известно, основная доля энергии теплового излучения при таких температурах приходится на ближнюю вакуумную ультрафиолетовую (ВУФ) область спектра (200–50 нм). Для большинства прикладных задач нет необходимости в детальном исследовании спектров ВУФ излучения с использованием дорогостоящего и громоздкого оборудования, поэтому в данной работе для спектрального разрешения используется набор газовых и кристаллических светофильтров, размещаемых перед неселективным пироприемником [2], что позволяет измерять спектрально-энергетические потоки излучения с разрешением в десятки нанометров. В ближней ВУФ области спектра такими оптическими фильтрами служат инертные газы, прозрачные до границы фотоионизации с основного состояния, а также окошки из фтористого магния ($\lambda_{\text{гр}} \sim 115$ нм) и плавленого кварца ($\lambda_{\text{гр}} \sim 160$ нм).

Конструкция зонда обусловлена сочетанием различных, часто противоречивых, требований: «безоконного» освещения пироэлектрика, возможности калибровки излучением плазменного стандарта яркости [3], защиты приемника от воздействия высокоскоростных плазменных струй ($v = 10^6$ см/с), ударных волн, акустических и электромагнитных наводок, сопровождающих открытые разряды, в том числе и калибрующий, возможности поддержания давления (~ 100 Па) газа-поглотителя у приемника без ухудшения вакуума ($\sim 1-0,1$ Па) в камере источника света. При этом длина камеры поглощения ($A=20$ см) должна кратно превышать длину пробега излучения (L). Следует отметить, что даже в наиболее прозрачном газе гелии при давлении 100 Па на границе фотопоглощения [4] $L = 4$ см.

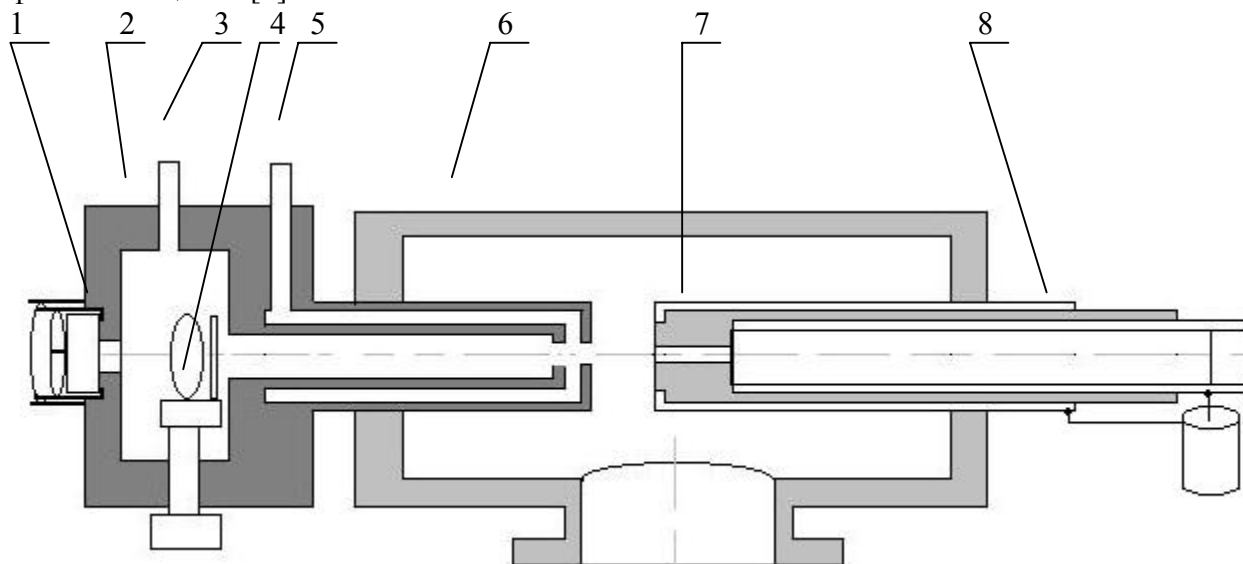


Рис. 1. Схема установки для калибровки пироэлектрического калориметра ВУФ излучения: 1 – пироэлектрик с соединительным кабелем, 2 – зонд, 3 – патрубок напуска инертного газа ($P = 100$ Па) в камеру поглощения, 4 – блок сменных SiO_2 и MgF_2 фильтров, 5 – патрубок откачки шлюзовой камеры (5 л/с, $P = 10$ Па), 6 – соединительная вакуумная камера (3–300 л/с, $P = 1-0,1$ Па), 7 – капилляр стандарта яркости ($T = 37000$ К), 8 – разрядная камера и токоподвод стандарта яркости “Импульс – 5”

Размер камеры поглощения калориметра A и максимальное расстояние от торца зонда до капилляра стандарта яркости ($x \leq 2,9$ см) связаны соотношением геометрической оптики с диаметрами приосевой изотермической ($T = 37000$ К) зоны капилляра ($2r = 0,3$ см), проецирующего торцевого отверстия зонда ($2a = 0,1$ см) и равномерно освещенного приемника ($2R = 1,3$ см): $A/x = (R+a) / (r-a)$. Угловое поле зрения калориметра составляет $2(R+a)/A = 0,07$ радиана или 4° . Для поддержания требуемого перепада давления за счет дифференциальной откачки между камерой поглощения и источником света введена шлюзовая камера с двумя соосными и близкими проецирующими отверстиями ($2a = 0,1$ мм). Схема калориметра и установки для его калибровки представлена на рис. 1.

В качестве эталонного излучателя используется модернизированный вариант плазменного стандарта яркости «Импульс-5», с коаксиальной вакуумной разрядной камерой (см. рис. 1). Рабочим телом источника является плазма капиллярного разряда с испаряемой стенкой (КРИС). Она создается путем пропускания через капилляр диаметром 2 мм и длиной 10 мм импульса тока силой 8,8 кА трапецеидальной формы и длительностью на полувысоте – 28 мкс. При этом торец капилляра излучает как абсолютно черное тело (АЧТ) с температурой 39000 К в воздушной области спектра 0,2–0,8 мкм [5], а подводимая мощность отводится высокоэнтальпийными плазменными струями. Расширение спектральной калибровки излучателя до 0,16 мкм проводилось за счет снижения поглощающего действия струй, для чего при прочих равных были увеличены диаметр и длина капилляра соответственно до 3,5 и 30 мм ($T = 37000$ К) [3].

Калибровка пирозлектрика проводилась излучением стандарта яркости $T = 37000$ К, прошедшим через кварцевое окно, укрепленное в блоке сменных фильтров (см. рис. 1). Коэффициент пропускания окна имеет резкую коротковолновую границу 157 нм, его спектральная зависимость была измерена в УВИ и ВУФ на спектрофотометре СФ-26 и монохраторе ВМ-4. Интенсивность излучения капилляра в полосе пропускания окна была определена численно интегрированием по спектру и составила $0,76 \cdot 10^6$ Вт/см²ср. Неопределенность излучательных свойств плазмы на длинноволновом краю ($\lambda \geq 0,8$ мкм, $T \approx 20000$ К) приводит к относительной погрешности не более 2 %. На одной оси с кварцевым окном находится окно из MgF_2 с коротковолновой границей 115 нм. Его пропускание определялось также, как и для кварцевого. Расчетное значение интенсивности излучения АЧТ с температурой 37000 К в полосе пропускания этого окна составляет $0,96 \cdot 10^6$ Вт/см²ср. Полагается, что спектральное пропускание используемых газовых He, Ar, Xe фильтров [6] имеет ступенчатый характер с границей соответственно 50,4 нм, 78,7 нм и 102,2 нм, определяемой их потенциалами ионизации.

Осциллограммы пирозлектрических измерений энергии излучения КРИС в областях спектра пропускания кристаллических и газовых фильтров приведены на рис. 2. Все они имеют время нарастания, близкое к длительности импульса тока на его полувысоте, длительность регистрации ограничена приходом акустического возмущения на 75-ой микросекунде. Наличие или отсутствие He или Ar фильтров не меняет амплитуды сигнала, из чего следует, что: а) мощность излучения КРИС за границей фотоионизации аргона ($\lambda \leq 78,7$ нм) меньше предела чувствительности схемы регистрации $\approx 0,4 \cdot 10^5$ Вт/см²ср ($T < 19000$ К), б) поток энтальпии плазменных струй несущественен по сравнению с излучением КРИС.

В остальных случаях выбор фильтров с более коротковолновой границей пропускания приводит к возрастанию сигнала. Соотношение сигналов излучения «Импульс-5», выделяемого SiO_2 окном и различными фильтрами, позволяет определить температуру излучения плазмы в областях их пропускания (см. табл. 1). Из нее следует, что: 1) в интервале 120–160 нм температура излучения совпадает с результатами измерений [3] и равна температуре плазмы $T = 37000$ К, 2) с уменьшением длины волны излучения вплоть до $\lambda_{max} = 80$ нм его средняя по интервалу температура монотонно и сравнитель-

но слабо падает до 31500 К, 3) в области $\lambda < \lambda_{\max}$ сильная экранировка резко уменьшает температуру излучения и его интенсивность.

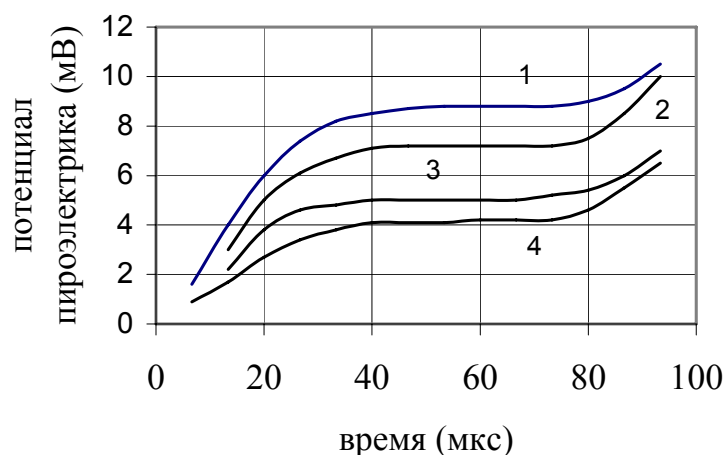


Рис. 2. Осциллограммы пирозлектрических измерений энергии излучения КРИС в областях пропускания фильтров: 1 – Ag, He, без фильтра, 2 – Xe, 3 – MgF_2 , 4 – SiO_2 .

Границы спектрального интервала, нм	120–160 (SiO_2 - MgF_2 фильтры)	102-130 (Xe- MgF_2 фильтр)	78,7-102 (Ar-Xe)	0-78,7 (вакуум-He-Ar)
Температура плазмы КРИС, К	37000	33500	31500	< 19000

Таблица 1

По результатам работы можно утверждать, что калориметр вместе со стандартом яркости позволяет измерять излучательную способность и температуру открытых плазменных источников в ВУФ (в том числе «безоконной») области спектра.

Литература

1. Бедрин А.Г., Ворыпаев Г.Г., Голубев Е.М. и др. // Оптик. журнал. 2006. Т.73. №2. С.56–59.
2. Новик В.К., Гаврилова Н.Д., Фельдман Н.Б. Пирозлектрические преобразователи. – М.: Сов. радио, 1979. – 176 с.
3. Любарская Т.С., Пухов А.М. // ЖПС. 1986. Т.45. №.6. С.899–903.
4. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизированных газах. – М.: Мир, 1967. – 386 с.
5. Демидов М.И., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. // ЖПС. 1975. Т. 23. № 5. С. 931–933.
6. Samson J.A.R. Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy. – N.Y., London, Sydney, 1967. – P. 273.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУШНОГО ТРАКТА НА ИНФОРМАТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНЫ

К.Г. Араканцев, И.А. Коняхин, В.Л. Мусяков, А.Н. Тимофеев

В статье приведены результаты исследования влияния параметров атмосферы на информативные свойства оптической равносигнальной зоны. Обосновано применение полихроматических методов компенсации влияния атмосферы для уменьшения погрешности определения углов и расстояний при помощи оптико-электронных систем с оптической равносигнальной зоной.

Задача пространственного позиционирования объектов относительно протяженной базы актуальна в самых различных областях науки и техники: при инженерно-геодезических измерениях в машиностроении [1, 2] и строительстве, при управлении исполнительными органами дорожных машин, при производстве земляных и мелиоративных работ [3]. В качестве протяженной измерительной базы может применяться оптическая равносигнальная зона (ОРСЗ), имеющая ряд неоспоримых преимуществ перед коллимированным лазерным лучом.

ОРСЗ можно определить как область пересечения электромагнитных полей оптического диапазона, в которой основные информативные параметры равны, а вторичные информативные параметры различаются [4]. Принципы формирования ОРСЗ и модуляции ее информативных параметров изложены в работе [5].

Повышение требований к точности изготовления строительных и промышленных конструкций, а также точности их монтажа и последующего контроля их состояния обуславливает ужесточение требований по точности к измерениям их положения в пространстве. Основным источником погрешностей при точном определении углов и расстояний с помощью оптико-электронных систем (ОЭС) являются эффекты, вызванные неоднородной средой распространения оптического луча. Работы российских [6] и зарубежных исследователей [7], а также исследования, ранее проведенные в СПбГУ ИТМО [8], показали перспективность многоспектральных (многоволновых, дисперсионных) или, как их принято называть, полихроматических методов [9, 10] компенсации влияния атмосферы.

Целью проводимого исследования являлось рассмотрение вопросов, связанных с исследованием влияния параметров атмосферы на информативные свойства полихроматической ОРСЗ. Исследование ставит задачу теоретического и экспериментального изучения связи параметров атмосферы со свойствами полихроматической ОРСЗ с целью разработки методов и средств ослабления воздействия воздушного тракта на определение пространственного положения объектов при помощи ОЭС с ОРСЗ.

В рамках данного исследования планировалось решить следующие задачи:

- оценить возможную степень ослабления влияния параметров воздушного тракта на распределение энергии в полихроматической ОРСЗ и регистрацию ее положения;
- разработать принципы и методики оптимизации параметров полихроматической ОРСЗ с целью уменьшения влияния воздушного тракта на регистрацию ее положения;

- разработать и реализовать установку для проведения экспериментальных исследований, подтверждающих методологию ослабления влияния температуры и связанной с ней турбулентности воздушного тракта на регистрацию положения ОРСЗ;
- структурировать погрешности метода;
- разработать комплекс аппаратно-программных средств противодействия влиянию воздушного тракта.

Влияние рефракции атмосферы на распространение пучка лучей можно представить как прохождение пучка через оптический клин с углом σ_p и показателем преломления n , отличным от показателя преломления окружающей среды. Указанное отличие показателя преломления клина обусловлено многими факторами (изменение температуры, давления и влажности воздуха), которые оказывают существенное влияние на распространение оптического излучения в атмосфере. Отклонение пучка лучей, прошедших через клин, можно вычислить по формуле [2]:

$$\operatorname{tg} \omega_p = (n - 1) \operatorname{tg} \sigma_p. \quad (1)$$

Тогда смещение пучка лучей в плоскости фокусировки можно вычислить как:

$$\delta h_{p1} = z_0 \operatorname{tg} \omega_{p1} = z_0(n_1 - 1) \operatorname{tg} \sigma_p; \quad \delta h_{p2} = z_0 \operatorname{tg} \omega_{p2} = z_0(n_2 - 1) \operatorname{tg} \sigma_p, \quad (2)$$

где δh_{p1} – величина смещения пучка лучей для одной длины волны; δh_{p2} – величина смещения пучка лучей для другой длины волны, отличной от первой; z_0 – дистанция контроля смещения; n_1 – величина показателя преломления воздушного тракта для излучения первой длины волны; n_2 – величина показателя преломления воздушного тракта для излучения второй длины волны.

Разность значений смещений пучка лучей в плоскости фокусировки для двух длин волн (дисперсионная разность) даст нам значение смещения пучка лучей, обусловленного рефракцией атмосферы в рассматриваемом спектральном диапазоне:

$$\Delta = \delta h_{p1} - \delta h_{p2} = z_0(n_1 - 1) \operatorname{tg} \sigma_p - z_0(n_2 - 1) \operatorname{tg} \sigma_p = z_0(n_1 - n_2) \operatorname{tg} \sigma_p, \quad (3)$$

где Δ – дисперсионная разность.

Для более достоверного изучения влияния рефракции атмосферы на точность регистрации положения ОРСЗ желательно проводить исследования в широком спектральном диапазоне. Поэтому будем использовать излучение в инфракрасной (И) и синей (С) областях спектра.

Для коротких дистанций на горизонтальных трассах рефракция атмосферы в основном обусловлена вертикальным градиентом температуры. Тогда смещение по координате y [16]:

$$\delta h_p = -[(n - 1)/(n T)] \operatorname{grad}_y T z_0^2 / 2, \quad (4)$$

где T – температура окружающей среды, K ; z_0 – дистанция фокусировки объектива формирователя ОРСЗ, m ; $\operatorname{grad}_y T$ – вертикальный градиент температуры, K/m .

В этом случае дисперсионная разность:

$$\Delta = \delta h_p^H - \delta h_p^C = 0,5 \cdot \operatorname{grad}_y T \cdot z_0^2 \frac{(2n_H \cdot n_C - n_C - n_H)}{n_H \cdot n_C \cdot T}. \quad (5)$$

Искомая величина смещения приемной части (ПЧ) ОЭС с ОРСЗ h , исключаяющая воздействие вертикального градиента температуры:

$$h = \left[U_\Sigma - \frac{\Delta U (2n_H \cdot n_C - n_C - n_H)}{n_H - n_C} \right] \cdot \frac{z_0^2}{4A \cdot \pi S_{3BH} \cdot S_{np}}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что величина смещения пропорциональна разности сигналов U_Σ и ΔU , где $U_\Sigma = |U_H| + |U_C|$ – сумма модулей сигналов рассогласования, снимаемых с ПОИ для излучений в инфракрасной и синей областях спектра; $\Delta U = |U_H| - |U_C|$ – разность этих же модулей сигналов рассогласования.

Необходимо выбирать длины волн ПИД так, чтобы разность величин сигналов, обусловленных деформацией ОРСЗ из-за рефракции воздушного тракта, была максимальна с учетом реальных условий. Выполнение этого условия обеспечит более точное определение истинного смещения ОРСЗ. Сигнал, снимаемый с ПОИ на определенной длине волны, зависит от величины $S(n-1)$, где S – спектральная чувствительность ПОИ, $(n-1)$ – индекс показателя преломления на данной длине волны λ . С целью нахождения оптимальных длин волн источника оптического излучения (ИОИ) были исследованы зависимости разностей $S(n_1-1) - S(n_2-1)$ для кремниевого фотодиода (ФД-24К), вычисленных таким образом, что $S(n_1-1)$ является постоянной величиной для каждой кривой (т.е. отвечает одной длине волны), а $S(n_2-1)$ пробегает значения λ в пределах спектральной чувствительности фотодиода. Описанные зависимости представлены графиками на рис. 1. Каждая кривая соответствует определенной длине волны первого ИОИ, по оси ординат отложены значения $S(n_1-1) - S(n_2-1)$ (в относительных единицах), а по оси абсцисс – длины волн второго ИОИ [17–19].

Получение максимального разностного сигнала возможно при использовании кремниевого фотодиода и ИОИ с длинами волн, близкими к 0,4 и 0,85 мкм. Такие результаты являются обоснованными с той точки зрения, что $\lambda = 0,85$ мкм является точкой максимальной чувствительности фотодиода ФД-24К, в то время как параметры оптической схемы должны быть рассчитаны таким образом, чтобы при $\lambda = 0,4$ мкм обеспечивалось условие требуемой пороговой чувствительности. Очевидно, что разностные сигналы на других длинах волн будут всегда меньше (для данного типа ПОИ).

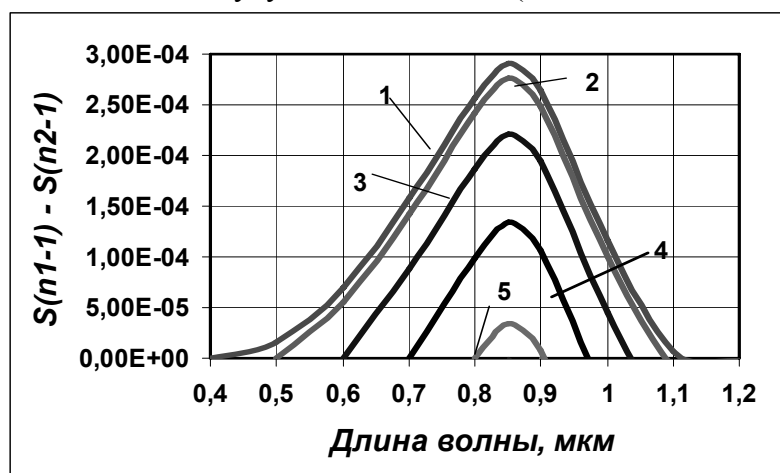


Рис. 1. График зависимости $S(n_1-1) - S(n_2-1)$ для кремниевого фотодиода:
 1 – длина волны первого ИОИ - 0,4 мкм; 2 – длина волны первого ИОИ - 0,5 мкм;
 3 – длина волны первого ИОИ - 0,6 мкм; 4 – длина волны первого ИОИ - 0,7 мкм;
 5 – длина волны первого ИОИ - 0,8 мкм

Ввиду вышеуказанных преимуществ кремниевого фотодиода он используется в исследуемой схеме в качестве ПОИ. В качестве ИОИ выбраны два инфракрасных полупроводниковых излучающих диода (ИК ПИД) (L513irc), максимум излучения которых приходится на длину волны 0,95 мкм, и два ПИД (L513sbc), максимум излучения которых приходится на длину волны 0,43 мкм (синие ПИД).

Для проверки изложенных выше теоретических положений были проведены экспериментальные исследования влияния рефракции атмосферы на регистрацию положения ОРСЗ дисперсионным двухволновым методом. Схема разработанного макета приведена на рис. 2.

Пучок лучей одной длины волны проектируется прожектором 1 в плоскость фоточувствительной площадки ПОИ, расположенного в блоке 2 вместе с предусилителем. Сигнал, снимаемый с выхода ПОИ, поступает на предусилитель, откуда далее идет на

селективный усилитель (УС), а с него – на вольтметр 4 и осциллограф 5. Блок питания ПОИ (БП ПОИ) и блок питания прожектора (БП) вырабатывают требуемые напряжения питания ПОИ, предусилителя и ПИД. Источник рефракции 6 (в нашем случае нагревательный прибор) обеспечивает наличие вертикального температурного градиента в воздушном тракте на заданном участке контроля.

Если рефракция отсутствует, то ПОИ находится на ОРСЗ, и сигнал с выхода предусилителя 2 будет минимальным. Соответственно, стрелка вольтметра 4 будет иметь минимальное отклонение, а на осциллографе 5 сигнал рассогласования будет отсутствовать. В случае, когда присутствует рефракция в воздушном тракте, пучок лучей, испускаемый прожектором 1, изменит направление, и в результате ОРСЗ в плоскости ПОИ будет смещена относительно первоначального положения. При этом стрелка вольтметра 4 будет иметь большее отклонение, чем при начальном положении, а на экране осциллографа 5 появится сигнал рассогласования. Вращая ручку координатного столика 3, можно привести ПОИ в положение, в котором сигнал, снимаемый с ПОИ, будет опять минимальным, т.е. ПОИ будет снова в ОРСЗ. Оценив величину смещения ПОИ, можно вычислить значение рефракции атмосферы для излучения с заданной длиной волны. При испускании прожектором 1 двух пучков различных длин волн влияние рефракции воздушного тракта ослабляется за счет указанных ранее процессов.

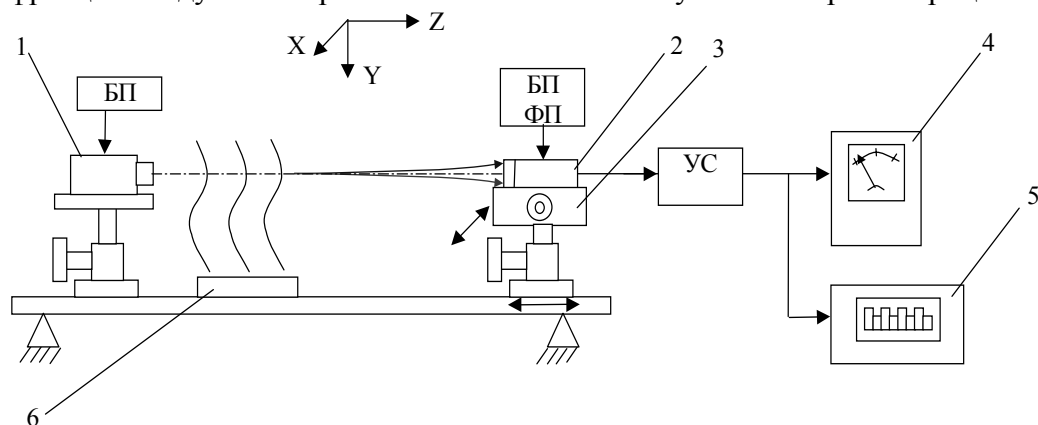


Рис. 2. Схема исследования влияния рефракции атмосферы на регистрацию положения ОРСЗ дисперсионным двухволновым методом

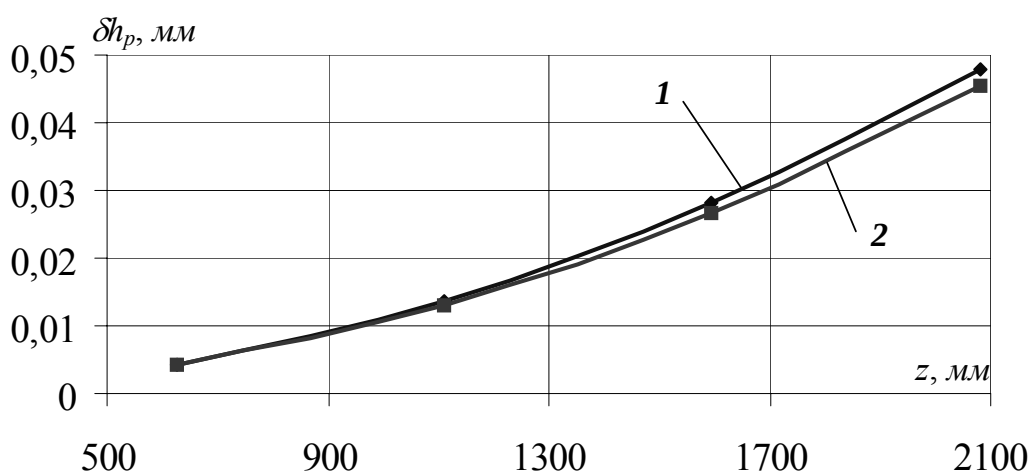


Рис. 3. Графики зависимости смещения пучка лучей с ОРСЗ при наличии вертикального градиента температуры на различных участках рабочей дистанции: 1 – для пучка лучей с длиной волны 0,43 мкм; 2 – для пучка лучей длиной волны 0,95 мкм

Графики экспериментальной зависимости смещения пучка лучей на различных участках рабочей дистанциях z при вертикальном температурном градиенте 21 К/м приведены на рис. 3. Из хода кривых видно, что смещение пучков лучей с ОРСЗ, обусловленное рефракцией воздушного тракта, нелинейно возрастает по мере удаления источника рефракции от прожектора. Измеренная величина смещения пучков лучей описывается выражением:

$$\delta h_p = 10^{-8} \cdot z^2. \quad (7)$$

При этом погрешность величины смещения пучка лучей, полученной по указанному выражению, относительно величины, рассчитанной по формуле (7), составляет менее $0,01 \%$, что подтверждает правильность предлагаемых теоретических положений. Кроме того, смещение пучка лучей синих ПИД превосходит смещение пучка лучей ИК ПИД на величину разности смещения пучков лучей

$$\Delta = \delta h_p^C - \delta h_p^H,$$

что связано с дисперсией показателя преломления воздуха.

График зависимости дисперсионной разности смещений пучков лучей при различных дистанциях z и указанном выше температурном градиенте представлен на рис. 4.

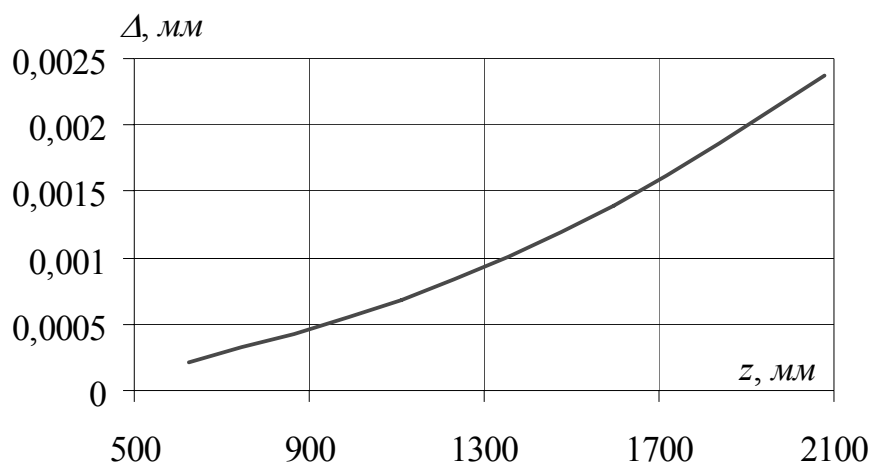


Рис.4. График экспериментальной зависимости дисперсионной разности смещений пучков лучей при различных дистанциях z и вертикальном температурном градиенте, равном 21 К/м

Из приведенного на рис. 4 графика зависимости дисперсионной разности смещений пучков лучей с ОРСЗ от дистанции между оптической системой формирователя ОРСЗ и ПЧ видно, что значения разности смещений синего и инфракрасного пучков лучей с ОРСЗ в 20 раз меньше значений смещений как синего, так и инфракрасного пучка лучей. Поскольку чувствительность системы позволяет регистрировать указанную разность, исследуемый метод измерения рефракции атмосферы можно применять при компенсации смещения пучка лучей с ОРСЗ в ОЭС вследствие воздействия атмосферы. В дальнейшем планируется проведение исследования влияния атмосферы на положение ОРСЗ с использованием трех длин волн оптического излучения.

Кроме изложенного выше, по результатам исследования:

- определена зависимость распределения облученности в ОРСЗ по дистанции от радиуса выходного зрачка объектива формирователя ОРСЗ и получены выражения, описывающие распределение облученности в пределах общей переходной зоны;
- разработан алгоритм обработки информации в коллимационной ОЭС с полихроматической ОРСЗ;
- разработаны две лабораторные установки для проведения экспериментальных исследований, подтверждающих методологии ослабления влияния воздушного тракта;

- разработан и реализован макет коллимационной ОЭС с полихроматической ОРСЗ;
- собран стенд для исследований дисперсионного двухволнового метода ослабления влияния атмосферы в коллимационной ОЭС с ОРСЗ;
- разработаны методика измерений двухволновым методом и макет авторефлексионной ОЭС, в котором на аппаратном и программном уровне реализован двухволновой метод измерений.

В рамках приведенного исследования теоретически обоснована возможность применения двухволнового метода измерений для уменьшения погрешности от регулярной рефракции воздушного тракта при измерениях положения объекта с помощью ОЭС с ОРСЗ; создан макет коллимационной ОЭС с ОРСЗ, реализующей двухволновый метод измерений. Результаты экспериментальных исследований подтвердили правильность теоретических положений. В дальнейшем планируется реализация физических и математических моделей, а также модификация экспериментальных установок и проведение углубленных экспериментальных исследований с трехволновой ОРСЗ, что позволит повысить точность измерений положения объекта в условиях действия в системе регулярной рефракции по сравнению с двухволновым методом.

Проведенные исследования находятся в русле перспективных направлений развития науки и техники РФ и выполняются в рамках гранта РФФИ в области знания 08 - Фундаментальные основы инженерных наук (проект № 06-08-00356 а).

Литература

1. Карасев В.И., Монэс Д.С. Методы оптических измерений при монтаже турбоагрегатов. – М.: Энергия, 1973. – 168 с.
2. Неумывакин Ю.К. Автоматизация геодезических измерений в мелиоративном строительстве. – М.: Недра, 1984. – 128 с.
3. Васютинский И.Ю., Рязанцев Г.Е., Ямбаев Х.К. Геодезические приборы при строительно-монтажных работах. – М.: Недра, 1982. – 272 с.
4. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной /Под. общ. ред. Э.Д. Панкова. – СПб: СПбГУ ИТМО, 1998. – 238 с.
5. Цуккерман С.Т., Гридин А.С. Приборы управления при помощи оптического луча. – Л.: Машиностроение, 1969. – 204 с.
6. Прилепин М.Т., Голубев А.Н. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. – М.: Недра, 1972. – 168 с.
7. Böckem B., Flach P., Weiss A., Hennes M. Refraction Influence Analysis And Investigations On Automated Elimination Of Refraction Effects On Geodetic Measurements / Paper to XVI IMEKO World Congress 2000, 25-28 Sept. 2000, Vienna.
8. Sviatoslav M. Latyev, Ernst D. Pankov, Alexander V. Prokofjev, Alexander N. Tymofeev. Refraction's slacking in optoelectronic systems for positioning of elements of ecological dangerous objects // Proc. SPIE Vol.5381, pp.157-163 (2004).
9. Витол Э.А. "Ослабление влияния регулярной рефракции на точность работы оптико-электронной системы". // Сборник трудов конференции "Оптика-2003" 20-23 октября 2003 г. СПб.: ГОИ, 2003. С 57–60.
10. Витол Э.А., Мусяков В.Л., Коняхин И.А., Тимофеев А.Н. Реализация дисперсионного метода в оптико-электронных системах с оптической равносигнальной зоной. // VI Международная конференция "Прикладная оптика" 18-21 октября 2004 г, С.Пб, Россия. Сборник трудов. Том.1 "Оптическое приборостроение". – СПб, 2004. С. 37-40.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР СПОСОБОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Д.В. Жуков, И.А. Коняхин, А.А. Усик

Рассматриваются алгоритмы точной оценки координат изображений точечных излучателей. Используются алгоритмические модели на основе двух форм критерия наибольшего правдоподобия. Приводятся результаты экспериментального исследования зависимости точности определения координат от уровня шума и размера изображения. Устанавливаются границы применимости алгоритмов.

Введение

При решении многих измерительных задач производственной и научной деятельности, связанных с определением пространственных координат объектов, их перемещения и деформации широко используются оптико-электронные системы (ОЭС), основанные на матричных приемниках оптического излучения (ПОИ). Эффективность действия таких систем в значительной степени зависит от реализуемого алгоритма обработки изображения, снимаемого с фоточувствительных элементов матрицы. При этом регистрируемыми объектами могут быть как естественные источники – навигационные звезды, так и визирные цели – светодиоды. Важным фактором повышения точности таких систем является реализация определения координат регистрируемых изображений с субпиксельной точностью.

Известен ряд работ, посвященных данной тематике [1, 2], в которых решается задача повышения точности измерения координат при анализе звездного поля в системах астроориентации. При этом размер изображения принимается сопоставимым с размерами одного элемента разрешения матричного ПОИ (пикселя). Вопросы зависимости точности определения координат от размеров изображения практически не рассматриваются.

При работе ОЭС по визирной цели актуальной становится задача оптимизации алгоритма обработки в зависимости от размера изображения. Эта проблема рассматривается в данной работе на основе анализа трех алгоритмов: взвешенного суммирования (ВС), взвешенного квадратичного суммирования (ВКС) и аппроксимации функцией Гаусса по методу наименьших квадратов (АГМНК). Каждый алгоритм рассматривается с точки зрения эффективности и ресурсоемкости. Рассматриваемые алгоритмы проверялись на математической модели.

Синтез алгоритмов обработки

Выполним синтез алгоритмов оценки координат изображений, исходя из критерия максимума правдоподобия. Используем две формы критерия: первую, в виде уравнений

$$\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij} \frac{\partial Q(x_i, \mathbf{x}_m, y_j, \mathbf{f}_m)}{\partial \mathbf{x}_m} = 0, \quad (1)$$
$$\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij} \frac{\partial Q(x_i, \mathbf{x}_m, y_j, \mathbf{f}_m)}{\partial \mathbf{f}_m} = 0,$$

и вторую, в виде предела

$$\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N [Q_{ij} - Q(x_i, y_j)]^2 \rightarrow \min, \quad (2)$$

где Q_{ij} – отсчет, приведенный к центру i -го элемента по оси X и j -го по оси Y , Q_0 – амплитуда сигнала, (x_i, y_j) – координаты центра i -го элемента по оси X и j -го по оси Y , $(\mathfrak{x}_m, \mathfrak{y}_m)$ – координаты центра изображения

Полагаем, что в обрабатываемом видеокадре присутствует нормальный белый аддитивный шум с распределением

$$n_{ij} \in N(0, \sigma_n^2), \quad (3)$$

где n_{ij} – шум на i -м элементе по оси X и j -м по оси Y , σ_n^2 – дисперсия шума.

Синтезируем алгоритм взвешенного суммирования (ВС), используя первую форму критерия (1).

Анализ показал, что при аппроксимации распределения облученности в изображении параболоидом вращения вида

$$Q(x_i, y_j) = Q_0 \left(1 - \frac{(x_i - \mathfrak{x}_m)^2 + (y_j - \mathfrak{y}_m)^2}{r^2} \right),$$

где r – радиус параболоида при $Q = 0$, имеется аналитическое решение уравнений (1), определяющее алгоритм обработки:

$$\mathfrak{x}_m = \frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij} x_i}{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}}; \quad \mathfrak{y}_m = \frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij} y_j}{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}},$$

соответствующий классическому взвешенному суммированию.

Аналогичным образом синтезирован алгоритм взвешенного квадратичного суммирования (ВКС), использующий аппроксимацию изображения гауссоидой [3]:

$$\tilde{Q}(x_i, y_j) = Q_0 \exp \left(- \frac{(x_i - \mathfrak{x}_m)^2 + (y_j - \mathfrak{y}_m)^2}{2\sigma^2} \right), \quad (4)$$

где σ – полуширина огибающей на уровне 0,606 от Q_0 . Решение имеет вид

$$\mathfrak{x}_m = \frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}^2 x_i}{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}^2}; \quad \mathfrak{y}_m = \frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}^2 y_j}{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Q_{ij}^2} \quad (5)$$

и, фактически, представляет собой алгоритм ВС, но по квадратам облученности.

Для синтеза алгоритма АГМНК (аппроксимации функцией Гаусса по МНК) используем вторую форму критерия максимального правдоподобия (2).

Пусть изображение имеет вид:

$$Q(x_i, y_j) = Q_n + \tilde{Q}(x_i, y_j),$$

где Q_n – облученность, создаваемая фоном в виде шума (3). В этом случае возможно только численное решение на основе одного из методов минимизации функции, например, квазиньютоновский алгоритм Левенберга-Маркардта (АЛМ) [4]. Как и любой другой итерационный метод, АЛМ критичен к заданию начальных параметров оптимизируемой функции. АЛМ как градиентный метод нахождения локального минимума требует по возможности более точного задания следующих входных параметров:

- $Q_n = \langle Q_{ij} \rangle_{ij}$, среднее значение облученности по кадру;
- $Q_0 = \max(Q_{ij}) - Q_n$, максимальное значение облученности за вычетом фона;
- $\mathfrak{x}_m, \mathfrak{y}_m$ определяется предварительно по алгоритму (5) ВКС;
- $\sigma^2 = 1$.

Влияние шума на величину входных параметров может привести к нестабильности алгоритма и флуктуации величины погрешности измерения координат.

Структура математической модели

Модель реализована для размеров изображения порядка 3–12 пикселей при отношении сигнал/шум (ОСШ) в пределах 10–500. Под ОСШ понимается отношение квадрата максимального значения сигнала к дисперсии шума. Задача определения области локализации изображения полагается решенной [1], что позволяет моделировать работу алгоритма в малой области видеокadra – «окне» размером 21×21 пиксель. Центр изображения полагается смещенным относительно центра окна на 0,3 пикселя по горизонтали и вертикали (рис. 1). Распределение облученности полагалось гауссовым (4).

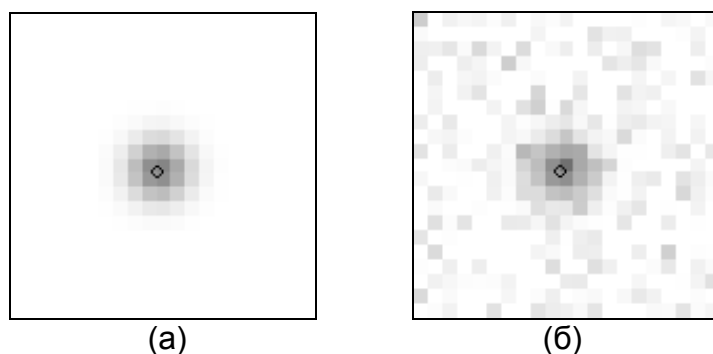


Рис. 1. Изображение точечного излучателя с координатами $x_m = 10,7; y_m = 11,3$:
(а) в отсутствии шума, (б) в присутствии шума

Для построения модели использовались технологии:

1. MATLAB R2006a, в частности, Image Processing Toolbox как инструментарий для работы с изображением и Optimization Toolbox для реализации АГМНК (функция `lsqnonlin`);
2. структурное программирование на языке C с библиотеками OpenCV (обработка изображений) и `levmar` (реализация АГМНК).

Результаты экспериментов

Для каждого значения ОСШ и размера изображения ($\sigma = 0,5; 1,0; 1,5; 2,0$) вычислялось отклонение координат, определенных по соответствующему алгоритму, от действительных координат:

$$\Delta r = \sqrt{(x_m - \hat{x}_m)^2 + (y_m - \hat{y}_m)^2}.$$

Данный элементарный эксперимент повторялся 100 раз, после чего вычислялось среднее квадратическое значение отклонения. По полученным данным были построены графики зависимостей среднего квадратического значения отклонения определения центра изображения от отношения сигнал/шум (рис. 2, 3).

В целом результаты экспериментов подтвердили полученные аналитические зависимости. В большинстве случаев, при ОСШ более 250 отн. ед., ВКС имеет погрешность в 3–5 раз меньшую, чем классический алгоритм ВС. Исключение составляет ситуация, возникающая при малых размерах изображений ($\sigma < 1$) и больших шумах (ОСШ < 100). В этом случае погрешность при использовании этих суммирующих алгоритмов возрастает в 2–4 раза и существенно зависит от первоначальной оценки координат центра окна.

АГМНК по точности в 2–10 раз превосходит суммирующие алгоритмы, но при этом является довольно ресурсоемкой. Выполнение алгоритма может потребовать на 2 порядка больше процессорного времени, чем ВС или ВКС. При достаточно больших ОСШ и размерах изображения АГМНК и ВКС становятся равноэффективными по точности.

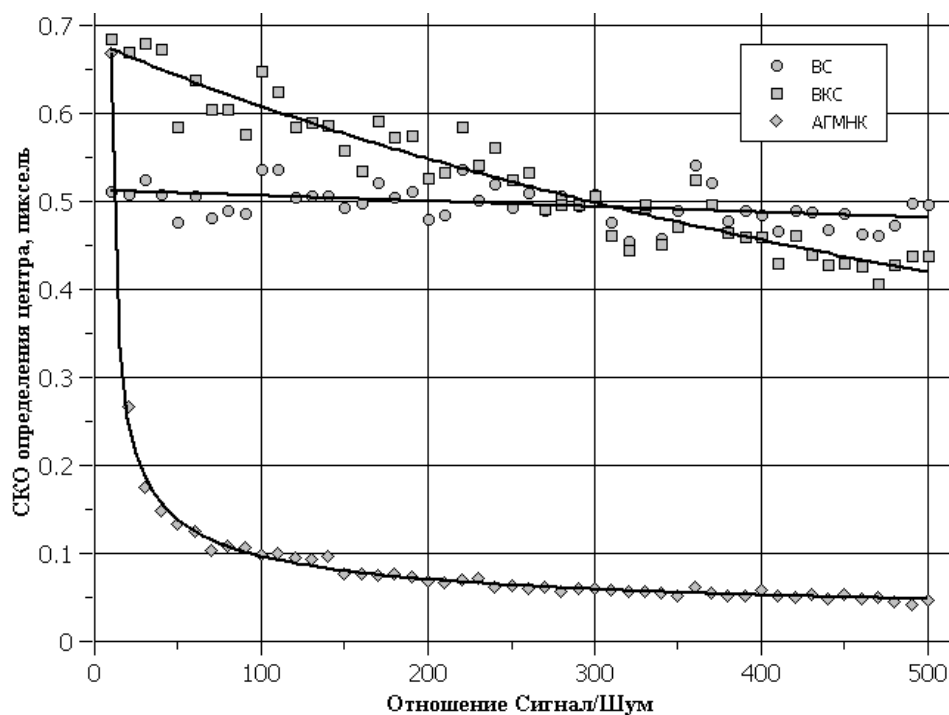


Рис. 2. Эмпирические зависимости для параметра размера изображения $\sigma = 0,5$

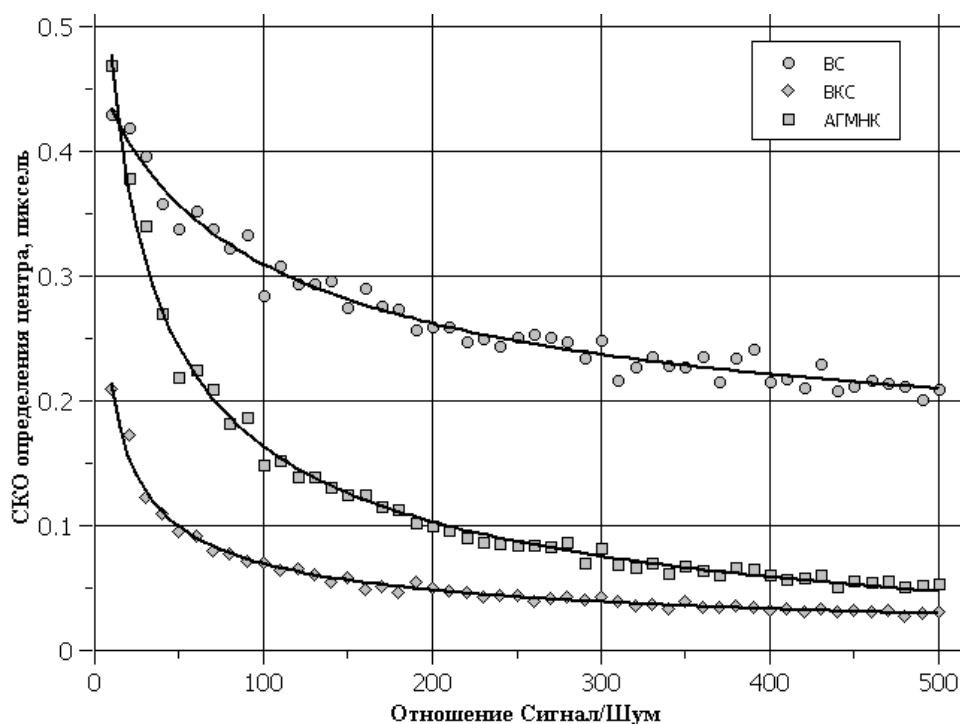


Рис. 3. Эмпирические зависимости для параметра размера изображения $\sigma = 2,0$

Выводы

1. При измерениях в условиях малых шумов, исходя из анализа эффективности алгоритмов, метод взвешенного суммирования квадратов облученности является оптимальным как по точности, так и производительности и может быть рекомендован для ОЭС, использующих светодиодные визирные цели.

2. Классический метод взвешенного суммирования является наименее точным, однако вследствие малой трудоемкости может использоваться для первичной оценки координат изображения.

3. Алгоритм аппроксимации функцией Гаусса по МНК можно рекомендовать как уточняющий к алгоритму ВКС при наличии процессоров повышенной производительности. Значительная ресурсоемкость алгоритма сильно сужает область его применения.

Литература

1. Samson V., Champagnat F., Giovannelli J-F. Point target detection and subpixel position estimation in optical imagery // *Applied Optics*. 2004. Vol. 43. No. 2. P. 257–263.
2. Winick K. A. Cramer-Rao lower bounds on the performance of charge-coupled-device optical position estimators // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1986. Vol. 3. No. 11. P. 1809–1815.
3. Данилов Д.В., Пашков В.С. Оценка координат изображений точечных излучателей // *Оптико-электронные приборы и системы. Сб. научных статей. Вып. 96.* / Под ред. Проф. Э.Д. Панкова. СПб., 1996. С. 29—33.
4. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 509 с.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ С КРУГОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Е.М. Богатинский

Задача поставленной работы заключалась в разработке методики расчета облученности, создаваемой несколькими источниками излучения, в произвольной точке пространства в пределах зоны действия для оптико-электронной системы управления.

Введение

В связи с тем, что облученность в каждой точке пространства от задатчика базовой плоскости распределена неравномерно [1], возникает необходимость в разработке методики расчета распределения энергии в пространстве, охваченном областью работы предлагаемой оптико-электронной системы.

Требуется, чтобы оптическая равносигнальная зона (ОРСЗ) была как можно ближе к плоскости, и ее форма, главным образом, определяет распределение энергии.

Пространственное распределение энергии в планарной ОРСЗ в конечном итоге определяет главную погрешность позиционирования оптико-электронной системы.

Поставленная цель достигается аналитически и экспериментально. Для аналитического расчета известна методика расчета облученности в любом месте пространства для непрерывного источника оптического излучения [2]. Впервые предлагается использовать принцип суперпозиции для нескольких источников, и для нахождения облученности в произвольной точке M на дистанции L (рис. 1) необходимо изображения 3 центрального полупроводникового излучающего диода (ПИД) и двух его соседних 1 спроектировать через точку M на плоскость выходного зрачка 2. Тем самым мы на выходном зрачке 2 ограничим некоторую область, из которой выходят все лучи, прошедшие далее через точку M . Пересечение проекции 4 изображений ПИД с областью выходного зрачка и определит нам эффективный размер зрачка. Исходим из того, что энергетическая яркость фона постоянна ($L_e = \text{const}$), а дистанция рассмотрения много больше диаметра выходного зрачка оптической системы прожектора ($L \gg D_{\text{вых}}$).

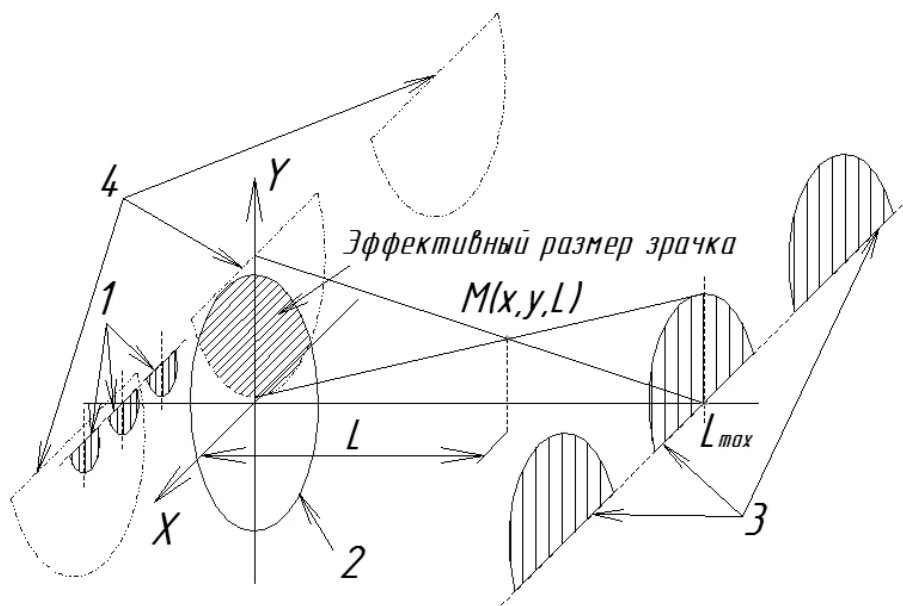


Рис. 1. К выводу формулы для расчета облученности
в произвольной точке оптического луча

Искомая величина облученности в точке M при постоянной величине энергетической яркости ПИД L_e выражается формулой

$$E = \frac{L_e \cdot \tau}{L^2} \cdot \sum_i S_{\text{эф}i}, \quad (1)$$

где $S_{\text{эф}i}$ – эффективная площадь зрачка, образованная пересечением проекции i -го ПИД с плоскостью выходного зрачка прожектора; τ – коэффициент пропускания излучения ПИД атмосферой и объективом прожектора.

Задавая координаты и дистанцию произвольной точки M , используя численное интегрирование по методу Симпсона [1] с одинаковым значением весов в подынтервалах при помощи пакета прикладных программ MathCAD, предлагается находить величину $S_{\text{эф}}$. Однако такой метод расчета не свободен от граничной погрешности, обусловленной несовпадением области интегрирования с координатными линиями в переменных интегрирования.

Представленная выше методика расчета справедлива для идеальной оптической системы прожектора. Формула (1) применима лишь при условии отсутствия aberrаций оптической системы. Однако во многих случаях это условие не выполняется, поэтому для более точного расчета следует учитывать aberrации, проводящие к появлению зон размытости, в результате чего поперечное сечение пучка увеличивается при неизменной энергии, при этом падает плотность энергии оптического луча.

Излучение ПИД практически монохроматично, поэтому хроматизм положения можно не брать во внимание. Еще можно не учитывать дифракционное рассеяние, ведь его угловая величина существенно меньше углового размера выходного зрачка системы [3]. Поскольку система работает при малом вертикальном поле зрения, предлагается рассматривать лишь сферическую aberrацию [4].

Из определения сферической aberrации следует, что каждая зона выходного зрачка оптической системы прожектора проектирует ПИД на определенную дальность. Разбивая выходной зрачок на элементарные кольцевые зоны на некотором радиусе, определим облученность, созданную этой элементарной зоной в произвольной точке M , считая, что сферическая aberrация внутри элементарной зоны постоянна. Отличие этой методики от предыдущей в том, что изображения ПИД получаются (рис. 2) на расстоянии L_R , зависящем от радиуса R элементарной кольцевой зоны.

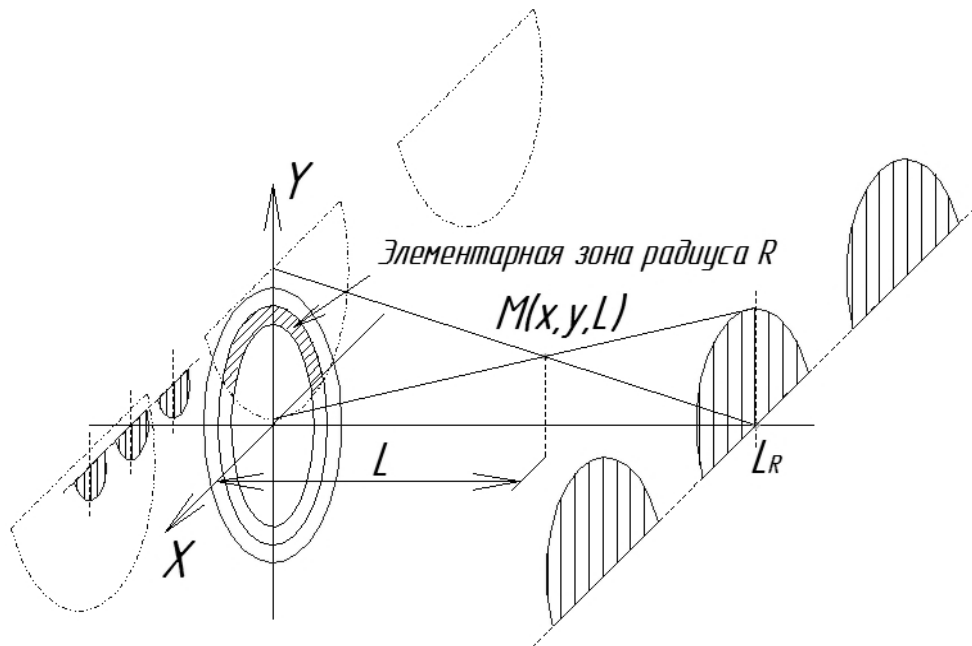


Рис. 2. Пояснение к расчету облученности в точке для оптической системы с aberrациями

Поскольку сферическая aberrация задается графически, интегрирование следует вести численным методом по формуле [1]:

$$E = L_e \cdot \tau \cdot \Delta R \cdot \sum_j \sum_{i=0}^R \frac{L_{Rij}}{L_R^2}, \quad (2)$$

где ΔR – шаг разбиения выходного зрачка на элементарные кольцевые зоны; L_{Rij} – длина дуги эффективной элементарной зоны i от каждого ПИД в количестве j .

Расчет в случае оптической системы с aberrациями также велся численным интегрированием при помощи системы MathCAD. Однако здесь тоже присутствует граничная погрешность.

Входными параметрами для программной реализации алгоритма расчета являются:

- максимальная дистанция работы системы ($L_{\max}$),
- диаметр выходного зрачка объектива прожекторного блока (D_0),
- радиус изображения излучающей площадки ПИД на максимальной дистанции работы системы (R),
- величина яркости одного ПИД (L_e),
- пропускание излучения источником оптикой и атмосферой (τ),
- расстояние между границами изображений ПИД на максимальной дистанции (при отсутствии aberrаций оптической системы);
- координаты интересующей точки пространства (x_1, y_1, L).

Для нахождения эффективного размера зрачка, необходимо вычислить площадь перекрытия проекции от каждого из трех ПИД с выходным зрачком. Далее находится сумма этих трех (вернее сказать, столько, сколько перекрытий будет – их будет точно не более трех) площадей. Воспользовавшись выражением (1), рассчитываем облученность в точке.

Чуть сложнее обстоит дело при расчете для оптической системы с aberrациями. Здесь присутствует еще один входной параметр – сферическая aberrация.

Для математической реализации поперечная сферическая aberrация задается аналитически, приближаясь по форме и величине к истинному значению, взятому из программы OPAL для объектива прожекторного блока.

Для этого случая находится площадь перекрытия проекции изображения ПИД с кольцевой зоной (рис. 2). Каждая элементарная кольцевая зона фокусирует изображение ПИД на определенной дистанции L_R :

$$L_R = \frac{R}{\frac{R}{L_{\max}} - \eta}, \quad (3)$$

где $L_{\max}$ – максимальная дистанция работы системы; η – угловая сферическая aberrация объектива прожектора.

Величина перекрытия определяется путем подсчета точек, принадлежащих площади входного зрачка. Если анализируемая точка является частью как входного зрачка, так и проекции, то она принимается в расчет. Тем самым находится эффективная площадь зрачка путем простого подсчета точек.

Задавая величину дистанции контроля и диапазон изменения одной координаты, в конце программы выводится график распределения облученности в указанной плоскости. Блок-схема алгоритма, реализованного для трех ПИД, представлена на рис. 3.

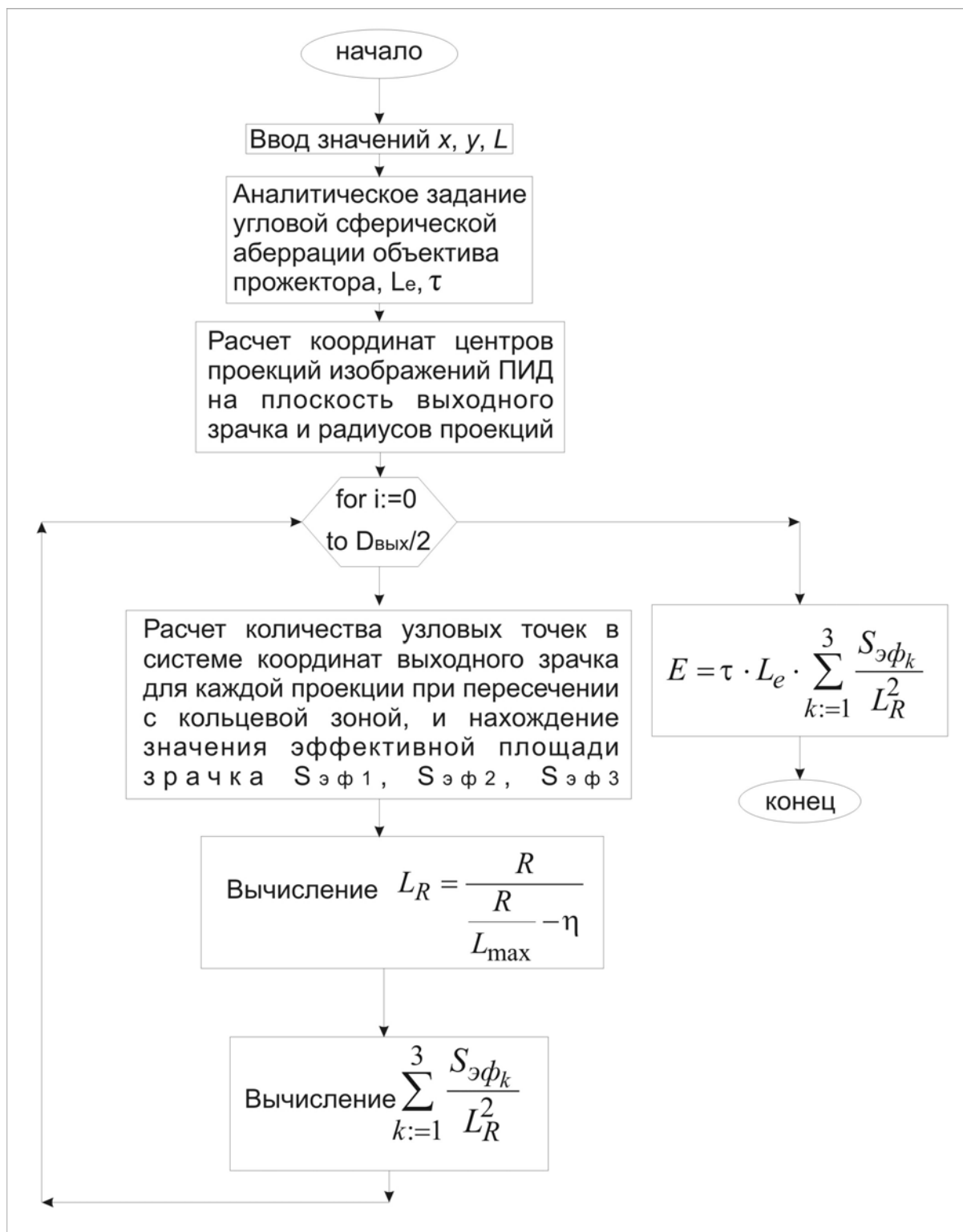


Рис. 3. Блок-схема алгоритма, реализованного для трех соседних ПИД, для расчета облученности в произвольной точке пространства

Заключение

Предложенная методика энергетического расчета оптико-электронной системы управления с ОРСЗ позволяет рассчитать величину облученности в произвольной точке пространства в пределах зоны управления, что является полезной информацией для дальнейшей работы по исследованию приемной части предлагаемой оптико-электронной системы.

Литература

1. Богатинский Е.М. Формирование и анализ пространственного распределения энергии в планарной оптической равносигнальной зоне // VII Международная конференция “Прикладная оптика - 2006”. Т.3 / СПб: Оптическое общество им. Д.С. Рождественского, 2006. С. 297–301.
2. Гридин А.С. Распределение энергии в оптической равносигнальной зоне // Изв. вузов. Приборостроение. 1967. Т. X. №1. С. 93–97.
3. Богатинский Е.М. Выбор параметров построения оптической схемы прожектора, реализующего круговую оптическую равносигнальную зону // Девятая Санкт-Петербургская Ассамблея молодых ученых и специалистов. / Аннотации работ по грантам Санкт-Петербургского конкурса 2004 г. для молодых ученых и специалистов. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2004. С. 48–49.
4. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной / Под общей редакцией Э.Д. Панкова. - СПб: СПбГУ ИТМО, 1998.

ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИОННОСТИ ПРИЕМА НА ОЦЕНКУ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СИГНАЛОВ

Е.Г. Лебедько, Нгуен Ву Тунг

1. Постановка задачи

Для исключения опрокидывания космических аппаратов и спускаемых платформ с транспортными средствами могут быть использованы моноимпульсные локационные системы оперативного анализа рельефа поверхности. Такие системы основаны на трансформации пространственных признаков во временные. В основе такой трансформации лежат отражательные характеристики поверхности, которые наиболее полно определяются передаточной функцией и импульсной характеристикой поверхности. Наиболее важным информационным параметром является длительность импульсной характеристики поверхности. Величина этого параметра пропорциональна углу наклона поверхности к направлению посадки космического аппарата.

При использовании в качестве фотоприемников фотодиодов приходится учитывать инерционность фотоприемного контура и вследствие этого – различное преобразование составляющих шумов приемного тракта по спектру. В этих условиях важно знать дисперсию оценок длительности принимаемого сигнала, в которой заключен искомый информационный параметр, и зависимость дисперсии оценки от временного формирования излучения.

2. Основное содержание

Дисперсия оценки фиксации временного интервала (длительности сигнала) будет определяться зависимостью

$$M\{\tau\} = \sigma_{\phi}^2 + \sigma_c^2 - 2B_2(\tau = \tau_2), \quad (1)$$

где σ_{ϕ}^2 и σ_c^2 – дисперсии оценок фиксации фронта и спада принимаемого сигнала, $B_2(\tau)$ – значение корреляционной функции оценок при длительности сигнала τ_2 .

Одной из важнейших составляющих ошибки определения временной протяженности поверхности является погрешность фиксации фронта и спада принимаемого сигнала, в котором присутствует этот информационный параметр.

В условиях оптимального приема $\sigma_{\phi}^2 = \sigma_c^2$ и дисперсия оценки фиксации при выбросе отсчета времени по условию несмещенной оценки получается из уравнения [1]

$$m\{Y(t_0)\} + (t_0 - t_0^*) dm\{Y(t_0)\}/dt + Y^0(t_0) = Y_n,$$

в виде

$$m\{(t_0^* - t_0)^2\} = \sigma_{t_0}^2 = \frac{m\{[Y^0(t_0)]^2\}}{[dm\{Y(t_0)\}/dt]^2}, \quad (2)$$

$$\text{где: } m\{[Y^0(t_0)]^2\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} G(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega;$$

$$\frac{d}{dt} m\{Y(t_0)\} = \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} j\omega S_2(j\omega) K(j\omega) \exp(j\omega t_n) d\omega \right] = \int_{-\infty}^{\infty} s_2'(t - \tau_0) g(t_0 - t) dt;$$

$m\{Y(t_0)\}$ – математическое ожидание выходного эффекта $Y(t_0)$; $Y^0(t_0)$ – отклонение функции от математического ожидания; $G(\omega)$ – энергетический спектр шумов, приведенных ко входу приемно-усилительного тракта; $S_2(j\omega)$ – спектральная функция при-

нимаемого сигнала $s_2(t)$; $g(t)$ и $K(j\omega)$ – импульсная характеристика и передаточная функция приемно-усилительного тракта соответственно; t_n – момент времени, соответствующий пересечению сигнальной функции с заданным пороговым уровнем Y_n .

Принимаемый сигнал $s_2(t)$ определяется интегралом Дюамеля:

$$s_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s_1(\tau) g_s^*(t - \tau) d\tau, \quad (3)$$

где $s_1(t)$ – зондирующий сигнал, $g_s^*(t)$ – системная импульсная характеристика облучаемой поверхности, учитывающая диаграммы полей излучения и приема.

Будем для простоты вычислений аппроксимировать зондирующий сигнал гауссовой функцией, а диаграммы полей излучения и приема описывать также функциями

$$\psi_1(\beta) = \exp\left\{-\pi \frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\theta_1^2}\right\}; \quad \psi_2(\beta) = \exp\left\{-\pi \frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{\theta_2^2}\right\},$$

здесь θ_1, θ_2 – ширина поля излучения и приема на уровне $\approx 0,5$ от максимального значения. При осесимметричном характере задачи системная импульсная характеристика поверхности в этом случае будет описываться зависимостью

$$g_s^*(t) = \iint_S \exp\left[-\pi \frac{\beta^2(\theta_1^2 + \theta_2^2)}{\theta_1^2 \theta_2^2}\right] r(\gamma) \cos^2(\gamma) \delta\left(t - \frac{2z}{c}\right) ds, \quad (4)$$

где $r(\gamma)$ – коэффициент яркости элемента облучаемой поверхности S , γ – угол между нормалью к элементу поверхности ds и направлением излучения, c – скорость света.

При облучении элементарных поверхностей, которыми могут быть аппроксимированы посадочные площадки, при указанных формах полей излучения и приема системная импульсная характеристика может быть записана в виде гауссовой функции с эквивалентной длительностью τ_s , которая, например, при облучении наклонной плоскости определяется зависимостью:

$$\tau_s = \frac{2L_0\theta_1 \operatorname{tg}\gamma}{c\sqrt{1 + \theta_1^2/\theta_2^2}},$$

L_0 – расстояние от излучения до поверхности.

Излучаемый сигнал будем преобразовывать по длительности так, чтобы сохранялась его оптическая энергия, т.е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} s_{10}(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda s_{1i}(\lambda t) dt,$$

где: λ – коэффициент преобразования.

Таким образом, имеем

$$s_1(t) = a\lambda \exp\left(-\pi \frac{\lambda^2 t^2}{\tau_1^2}\right), \quad g_s^*(t) = \frac{1}{n\tau_s} \exp\left(-\pi \frac{t^2}{n^2 \tau_s^2}\right),$$

где n – коэффициент, учитывающий изменения временной протяженности облучаемой поверхности.

В этом случае принимаемый сигнал $s_2(t)$ и его спектральная функция $S_2(j\omega)$ будут равны

$$\begin{cases} s_2(t) = \frac{1}{b} \exp\left(-\pi \frac{t^2}{b^2 \tau_1^2}\right) \\ S_2(j\omega) = a \tau_1 \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_1^2 b^2}{4\pi}\right) \end{cases}, \quad (5)$$

где $b = \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + n^2 k^2}$ и $k = \frac{\tau_3}{\tau_1}$.

Предложенное представление отраженного сигнала правомерно, так как дисперсия оценки параметра оптического сигнала незначительно зависит от его формы при заданной энергии [2].

В условиях инерционного приема приходится учитывать, не только инерционность фотоприемного контура, но и шумы собственно усилителя. В этом случае энергетический спектр шумов, приведенный ко входу приемно-усилительного тракта при условии, что шумы фотоприемного контура и усилителя имеют равномерный энергетический спектр, будут определяться зависимостью [2]

$$G(\omega) = G_1(1 + m + m\omega^2 T^2),$$

где $m = \frac{G_2}{G_1}$, G_1, G_2 – энергетический спектр шумов фотоприемного контура и усилителя соответственно, T – постоянная времени фотоприемного контура.

Передаточная функция приемно-усилительного тракта при оптимальной фильтрации с учетом (5) будет определяться согласно [3] зависимостью

$$K(j\omega) = \frac{(1 + m) \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_1^2 b^2}{4\pi}\right) \exp(-j\omega t^*)}{1 + m + m\omega^2 T^2}, \quad (6)$$

а импульсная характеристика приемно-усилительного тракта будет равна

$$g(t) = \frac{b}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2) \cos\left[\frac{2\sqrt{\pi}}{b\tau_1}(t^* - t)x\right]}{\nu^2 x^2 + b^2} dx, \quad (7)$$

где: $\nu = \frac{T}{\tau_1} \sqrt{\frac{4\pi m}{1+m}}$ – параметр инерционности фотоприемного контура, $x = \frac{\omega \tau_1 b}{2\sqrt{\pi}}$.

Для упрощения задачи будем считать $t^* = 0$, тогда

$$\begin{aligned} g(t) &= \frac{b}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2) \cos\left[\frac{2\sqrt{\pi}}{b\tau_1} tx\right]}{\nu^2 x^2 + b^2} dx = \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{2b} \exp\left(\frac{b^2}{\nu^2}\right) \left[\exp\left(-\frac{2\sqrt{\pi} t}{\nu \tau_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{b}{\nu} - \frac{\sqrt{\pi} t}{b\tau_1}\right) + \exp\left(\frac{2\sqrt{\pi} t}{\nu \tau_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{b}{\nu} + \frac{\sqrt{\pi} t}{b\tau_1}\right) \right] \end{aligned}, \quad (8)$$

Числитель в формуле (2) с учетом (6) принимает вид

$$m \{Y^0(t_0)\}^2 = \frac{G_1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\tau_1^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 b^2 \tau_1^2}{2\pi}\right)}{1 + m + m\omega^2 T^2} d\omega = \frac{G_1 \nu^2 \tau_1^3}{4b\sqrt{8\pi}} H\left(\frac{\sqrt{2}b}{\nu}\right),$$

где: $H(b) = b[1 - \text{erf}(b)]\exp(b^2)$ - дополнительный интеграл вероятностей,
 $\text{erf}(b) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^b \exp(-t^2) dt$ - функция Крампа.

Знаменатель с учетом (8) запишем в виде:

$$\frac{d}{dt} m\{Y(t_0)\} = \frac{\sqrt{\pi^3}}{b^4 \tau_1^2} \exp\left(\frac{b^2}{\nu^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} t \exp\left(-\pi \frac{t^2}{b^2 \tau_1^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{2\sqrt{\pi}(t_0-t)}{\nu \tau_1}\right] \text{erfc}\left[\frac{b}{\nu} - \frac{\sqrt{\pi}(t_0-t)}{b \tau_1}\right] + \right. \\ \left. + \exp\left[\frac{2\sqrt{\pi}(t_0-t)}{\nu \tau_1}\right] \text{erfc}\left[\frac{b}{\nu} + \frac{\sqrt{\pi}(t_0-t)}{b \tau_1}\right] \right\} dt$$

где $\text{erfc}(b) = 1 - \text{erf}(b)$.

Дисперсия оценки времени фиксации, таким образом, приобретает вид

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{\frac{G_1 \nu^2 \tau_1^3}{4b\sqrt{8\pi}} H\left(\frac{\sqrt{2}b}{\nu}\right)}{\left\{ \frac{\sqrt{\pi^3}}{b^4 \tau_1^2} \exp\left(\frac{b^2}{\nu^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} t \exp\left(-\pi \frac{t^2}{b^2 \tau_1^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{2\sqrt{\pi}(t_0-t)}{\nu \tau_1}\right] \text{erfc}\left[\frac{b}{\nu} - \frac{\sqrt{\pi}(t_0-t)}{b \tau_1}\right] + \right. \right.} \quad (9)$$

$$\left. \left. + \exp\left[\frac{2\sqrt{\pi}(t_0-t)}{\nu \tau_1}\right] \text{erfc}\left[\frac{b}{\nu} + \frac{\sqrt{\pi}(t_0-t)}{b \tau_1}\right] \right\} dt \right\}^2$$

Проведем количественную оценку при изменении параметра инерционности ν , коэффициента преобразования λ и коэффициента n относительного значения дисперсии η :

$$\eta = \frac{\sigma_{\phi}^2(\nu, \lambda, n)}{\sigma_{\phi}^2|_{\nu=1, \lambda=1, n=1, k=1}}, \quad (10)$$

На рис.1 приведен график зависимости значений относительной дисперсии η от параметра инерционности фотоприемного контура ν при фиксированных значениях λ, n, k . Из рис.1 видно, что увеличение параметра инерционности (главным образом из-за роста постоянной времени фотоприемного контура) дисперсия оценки фиксации существенно увеличивается. Характер этого увеличения можно проследить из графика.

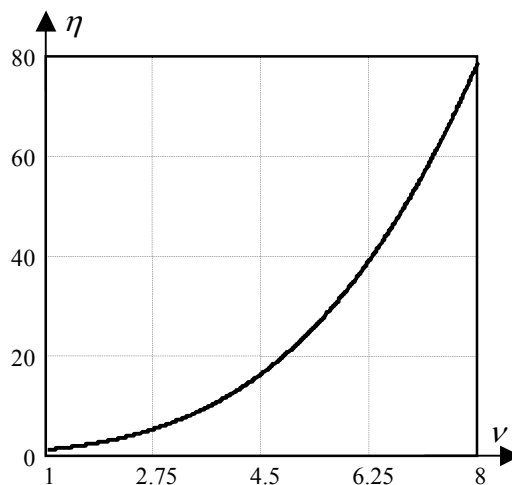


Рис.1: Зависимость η от параметра инерционности фотоприемного контура ν при фиксированных значениях λ, n, k .

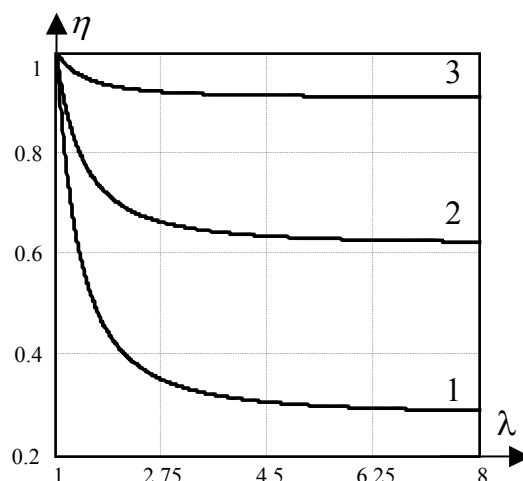


Рис.2: Зависимость η от λ при фиксированных значениях ν и k и трех значениях временной протяженности поверхности: 1 - $n = 1$; 2 - $n = 2$; 3 - $n = 5$.

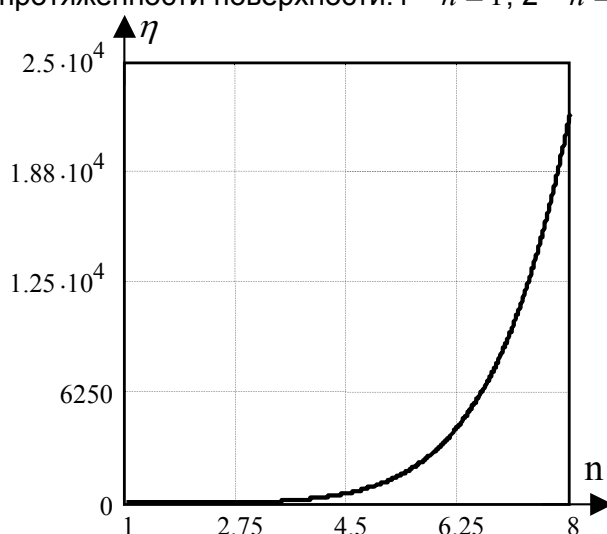


Рис.3: Зависимость η от временной протяженности облучаемой поверхности при фиксированных значениях λ, ν, k .

На рис. 2 представлены графики зависимостей значений относительной дисперсии η оценки фиксации фронта импульса от коэффициента временного формирования излучаемого сигнала при фиксированных значениях ν и k и трех значениях временной протяженности поверхности ($n = 1, n = 2, n = 5$). Из рис. 2 видно, что сокращение длительности излучаемого импульса в условиях инерционного приема позволяет уменьшить дисперсию оценки даже при относительно большой протяженности облучаемой поверхности ($n = 5$).

Следует отметить, что при безынерционном приеме дисперсия оценки фиксации сигнала обратно пропорциональна третьей степени коэффициента преобразования λ [4], т.е. сокращение длительности зондирующего импульса заданной энергии при стационарном облучении резко сокращает погрешность измерений.

На рис. 3 приведен график зависимости значений относительной дисперсии η от временной протяженности облучаемой поверхности. Естественно, что с ростом временной протяженности поверхности увеличивается погрешность фиксации сигнала. График рис. 3 позволяет провести оценку точности с изменением угла между направлением излучения и нормали к поверхности.

Выводы

Проведенный анализ влияния инерционности приема на дисперсию оценки длительности принимаемого сигнала, в котором заключена информация о временной протяженности облучаемой поверхности, показал, что эффективность длительности зондирующего импульса существенно снижается, тем не менее остается реальным методом уменьшения погрешности измерений, особенно при незначительных пространственных изменениях облучаемой поверхности.

Полученные результаты могут быть использованы при расчете точных характеристик моноимпульсного лазерного анализатора рельефа поверхности.

Литература

1. Фалькович С.Е. Прием радиолокационных сигналов на фоне флюктуационных помех. – М.: Советское радио, 1961. – 311 с.
2. Лебедько Е.Г, Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем. Л.: Машиностроение, 1984. – 192 с.
3. Лезин Ю.С, Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. М.: Советское радио, 1969. – 448 с.
4. Лебедько Е.Г, Оценка параметров сигналов в оптико-электронных приборах. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2001. 38 с.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ РАБОТЫ ЦВЕТОВОГО ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО БЛОКА СЕПАРАТОРА МИНЕРАЛЬНОГО СЫРЬЯ

Е.В. Горбунова, В.В. Коротаев, А.Н. Тимофеев

Исследована потенциальная точность цветового матричного приемника оптического излучения, а также влияние пропускания оптической системы на погрешность определения цвета в фотометрическом блоке сепаратора минерального сырья.

На горно-обогатительных фабриках, а также в пищевой промышленности все более широкое применение находят комплексы автоматизированных цветовых сепараторов [1, 2], для которых характерны высокая контрастная чувствительность [3, 4], универсальность [2, 3, 4], адаптивность сепарации системы при комбинации различных критериев сортировки и управления приборами [1, 2, 4]. Сочетание в фотометрическом канале сепараторов матричных приемников оптического излучения (МПОИ) [5, 6] и цифровой обработки изображений позволяет обеспечить вышеперечисленные преимущества. Оптимальное проектирование цветового фотометрического канала определяет необходимость расчета требуемой погрешности определения цвета.

Поэтому целью статьи являлось исследование потенциальной точности цветового матричного приемника оптического излучения (МПОИ) и влияния пропускания оптической системы на погрешность определения цвета в фотометрическом блоке сепаратора минерального сырья.

Сортировка минерального сырья представляет собой следующий процесс: поток руды, движущийся с постоянной скоростью по транспортной ленте, проходит полосу освещения. При этом отраженное от частиц излучение источника попадает в поле зрения оптической системы фотометрического канала сепаратора, где регистрируется фотоприемным устройством (МПОИ). В ходе анализа полученного изображения определяется местоположение частиц интересующих минералов, которые впоследствии отсекаются струями сжатого воздуха из основного потока руды и выводятся из сортировщика [1–6].

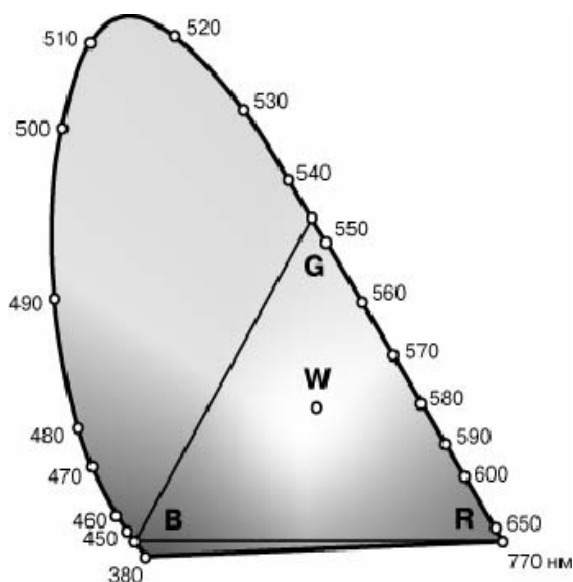


Рис. 1. Цветовой треугольник и линия чистых спектральных цветов

Фотометрический канал обычно реализуется совокупностью оптических систем (ОС), (фильтров), матричных или линейных приемников для регистрации изображения в поле зрения ОС и источников оптического излучения необходимого спектрального

диапазона. Особые условия сепарации минералов, т.е. наличие пыли, влажность воздуха сильно сказываются на погрешности работы цветового сепаратора.

Цветом называют ощущение, вызываемое в органе зрения видимыми лучами света, и определяют тремя величинами: яркостью, цветовым тоном и насыщенностью.

Яркость характеризует количественную величину излучения: его мощность, световой поток. Цветовой тон и насыщенность являются качественными характеристиками источника света [7–16].

Потенциальная точность МПОИ в цветовой системе RGB определяется шумами приемника в каждом канале цветности (красном R, зеленом G и синем B). На рис. 1 представлена рассматриваемая цветовая система RGB (треугольник RGB является равносторонним), где в качестве R принимается монохроматический источник с $\lambda = 700$ нм, G – с $\lambda = 546,1$ нм, B – с $\lambda = 420$ нм. Точка W означает положение белого цвета в треугольнике RGB.

Потенциальная точность определения цвета МПОИ зависит от шумов матрицы и уровней дискретизации сигналов цветности аналого-цифровым преобразователем (АЦП).

В паспорте на МПОИ указывается величина динамического диапазона работы приемника, исходя из величины которого, можно найти отношение сигнал/шум цветового канала из соотношения (1)

$$P_d = 10 \lg \left(\frac{U_c}{U_{ш}} \right), \quad (1)$$

где P_d – динамический диапазон канала, $U_c/U_{ш}$ – отношение сигнал/шум цветового канала.

Величина градации цветового сигнала U_c в канале для n -разрядного АЦП определяется по формуле

$$U_c = \frac{U}{2^n - 1}. \quad (2)$$

Сравнивая выражения для напряжения шума цветового канала матрицы и величины градации сигнала АЦП, можно получить, что величина шума МПОИ мала по сравнению с величиной градации сигнала аналого-цифровым преобразователем. Например, для цветной КМОП матрицы фирмы OmniVision марки OV5610 со встроенным 8-разрядным АЦП напряжение шума матрицы в 4000 раз меньше величины градации сигнала АЦП. Следовательно, величину шума цветовых каналов МПОИ можно не принимать во внимание при расчете точности системы.

Для цветовой системы RGB, принимая за единицу величину высоты равностороннего треугольника, можно утверждать, что диапазоны изменения каналов цветности в относительных единицах (включая отрицательные значения) равны:

$$\begin{aligned} R &= 1,90 \quad (\text{отн.ед.}), \\ G &= 1,68 \quad (\text{отн.ед.}), \\ B &= 1,03 \quad (\text{отн.ед.}). \end{aligned} \quad (3)$$

Уровень градации n -разрядного АЦП для цветовых каналов в относительных единицах можно найти из выражений:

$$R_c = \frac{R}{2^n - 1}; \quad G_c = \frac{G}{2^n - 1}; \quad B_c = \frac{B}{2^n - 1} \quad (4)$$

для цветной КМОП матрицы фирмы OmniVision марки OV5610 со встроенным 8-разрядным АЦП уровни градации в относительных единицах составляют:

$$R_c = 0,00745; \quad G_c = 0,00659; \quad B_c = 0,00404.$$

Полагая что, погрешность определения градации АЦП равна половине уровня градации, погрешность определения цвета в относительных единицах в системе RGB можно определить по формулам:

$$\Delta R = \pm \frac{R_e}{2}; \quad \Delta G = \pm \frac{G_e}{2}; \quad \Delta B = \pm \frac{B_e}{2}. \quad (5)$$

Полученные величины погрешностей можно выразить в цветовом треугольнике RGB в виде эллипса с указанными размерами по цветовым координатам. Эллипс всегда одинаков для любых положений внутри локуса RGB.

Вследствие этого цветовые измерения в системе RGB являются неоднозначными, поскольку области порогов изменения цветности, границы которых для среднего наблюдателя соответствуют областям визуально одинаковой цветности, имеют форму эллипсов, имеющих разный размер и наклон своих осей (см. рис. 2.) [7, 9, 12, 13].

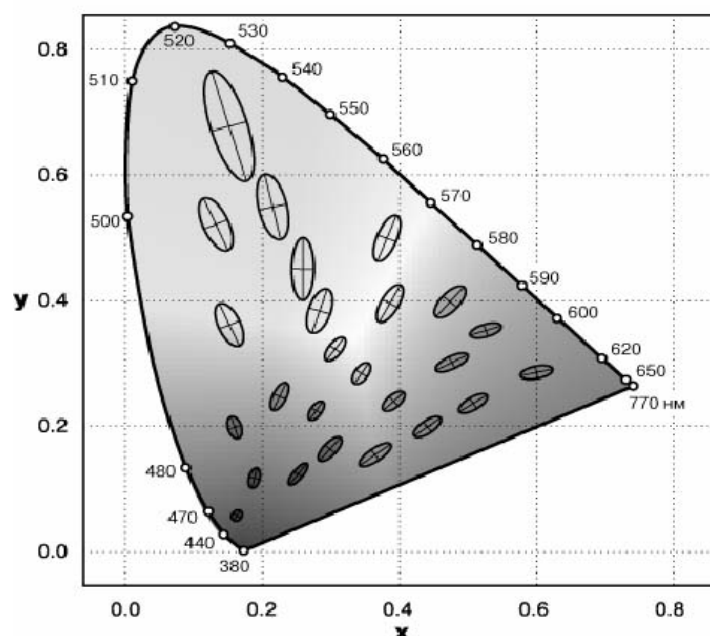


Рис. 2. Эллипсы областей визуально одинаковой цветности, нанесенные на график RGB (для наглядности представления эллипсы увеличены в 10 раз).

Если цвет в системе определяется неоднозначно, а величина погрешности одинакова, то число правильно определенных оттенков зеленого цвета гораздо выше, по сравнению с количествами правильно определенных оттенков красного и синего цветов.

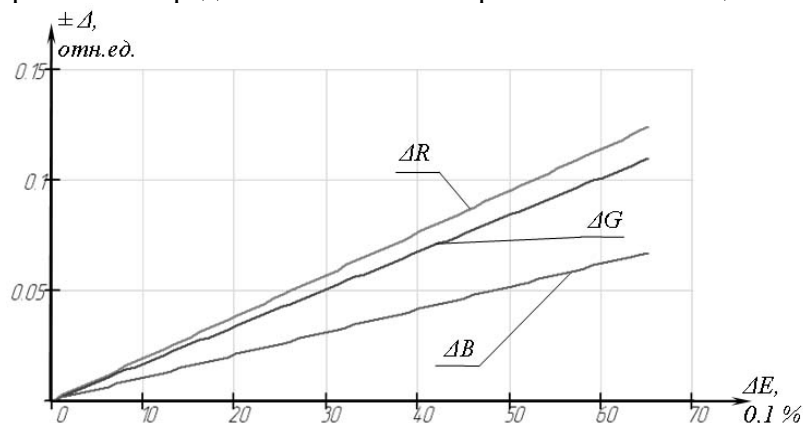


Рис. 3. Зависимости погрешностей определения цвета цветовыми каналами RGB в относительных единицах от снижения освещенности матрицы

Помимо шумов цветовых каналов матрицы и погрешности определения градации АЦП на точность определения цвета объекта влияет запыленность защитного стекла фотометрического блока цветового сепаратора минерального сырья, так как она снижает освещенность матрицы вследствие уменьшения коэффициента пропускания ОС. Влияние снижения освещенности на погрешность определения цвета объекта иллюстрируется графиками, представленными на рис. 3. Так, при слое пыли в 1 мкм освещенность МПОИ уменьшается на 0,6 %, что вызывает увеличение погрешности примерно в 3 раза.

Запыленность оказывает сильное влияние на точность определения цвета объекта. Исходя из необходимой точности и скорости запыления защитного стекла, можно определить время, через которое необходимо протирать защитное стекло во избежание неточности сортировки.

Литература

1. Duey-Tronic Modular Sorters/ www.fmcfoodtech.com.
2. Optical separation by Sortex/
3. МММА The application of a new technology in metallurgy 27th August 2004./ www.istltd.com
4. PanaTronic Versatile Twin Camera Color Vision System// www.fmcfoodtech.com.
5. MTInspector/ www.murre.nl.
6. The Use of a Mogensen Sizer and MikroSort in Aluminium Production
7. Домосев М. Цвет, управление цветом, цветовые расчеты и измерения, <http://www.nordicdreams.net.ru>.
8. Колористика часть 2-я. Теория цвета, <http://abigor.dem.ru>.
9. Кустарев А.К. Теория цвета. / БСЭ. 3-е изд. 1969–1978 гг. <http://www.realcolor.ru>.
10. Моренко Р.А. Цвет и его свойства. <http://www.newreferats.ru>.
11. Основные сведения из светотехники и колориметрии, <http://www.leds.ru>.
12. Филиппов Д. Цифровой цвет. <http://www.fd-studio.ru>.
13. Филиппов Д. Цифровой цвет (продолжение). <http://www.fd-studio.ru>.
14. Хохлов Б.Н. О переключаемой матрице RGB. <http://barsic-cat.narod.ru>.
15. Шадрин А., Френкель А. Color Management System (CMS) в логике цветовых координатных систем. <http://www.designclub.com.ua>.
16. Шашлов А., Чуркин А. Метрология цвета // Компьютерра. 1999. №8 (294). <http://www.leds.ru>.

ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УНИФИЦИРОВАННОГО МОДУЛЯ В СОСТАВЕ КОМПЛЕКСНЫХ СИСТЕМ ОХРАННО-ПОЖАРНОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ И ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

А.Л. Андреев

Рассмотрена структура, состав аппаратных средств и методические возможности лабораторного комплекса при изучении вопросов ускоренного проектирования на базе унифицируемого модуля различных оптико-электронных систем контроля и наблюдения за объектами. Даны примеры построения систем охранно-пожарной сигнализации.

Существенное сокращение сроков разработки оптико-электронных приборов и систем различного назначения возможно путем создания унифицированных модулей, включающих комплекс аппаратных средств, необходимых для управления источниками и приемниками излучения, а также накопления и цифровой обработки данных.

Лабораторный комплекс для изучения вопросов аппаратной реализации и программирования функций отдельных компонентов подобных модулей включает 6 рабочих мест. Каждое из них оборудовано однотипным учебно-лабораторным модулем (УЛМ), а также вспомогательными средствами: эмулятором ПЗУ (для обеспечения возможности редактирования управляющих программ), персональным компьютером (ПК) и соединительным кабелем (для сопряжения УЛМ с ПК через последовательный порт). УЛМ реализован на двусторонней печатной плате, которая размещена в защитном корпусе с прозрачной крышкой, позволяющей студентам хорошо видеть расположение основных компонентов схемы. Кроме того, внутри корпуса имеется достаточное пространство для подключения к специально предусмотренным разъемам дополнительных внешних элементов (светодиоды, фотоприемники и др. в зависимости от тематики лабораторной работы).

Состав аппаратных средств учебного лабораторного модуля включает следующие функциональные узлы (рис. 1):

- два однокристальных микроконтроллера со встроенными 8-ми разрядными АЦП, в том числе: центральный процессор (x51-совместимый микроконтроллер) и процессор управления внешними устройствами (*PIC16C711*);
- ЖКИ-дисплей (текстовый или графический);
- клавиатура;
- две микросхемы энергонезависимой памяти *EEPROM* с последовательным доступом по протоколу обмена I^2C ;
- ряд комбинационных схем среднего уровня интеграции: буферный регистр, дешифратор, логические элементы;
- микросхема календарь–часы реального времени;
- индикаторные светодиоды (красный, желтый, зеленый), оптронные пары и другие элементы схемы для сопряжения УЛМ с последовательным портом ПК;
- четыре операционных усилителя, используемые в цепях приема внешних аналоговых сигналов и сопряжения со встроенными АЦП;
- элементы схемы (транзисторы, резисторы), используемые для управления внешними устройствами, например светодиодами;
- термодатчик и датчик опорного напряжения;
- ряд вспомогательных компонентов: DC-DC-конвертор напряжения, динамик-зуммер, разъемы и контактные колодки для подключения внешних сигналов и управляемых устройств, колодка для подключения ППЗУ памяти программ (или эмулятора ПЗУ при изучении процесса отладки программного обеспечения).

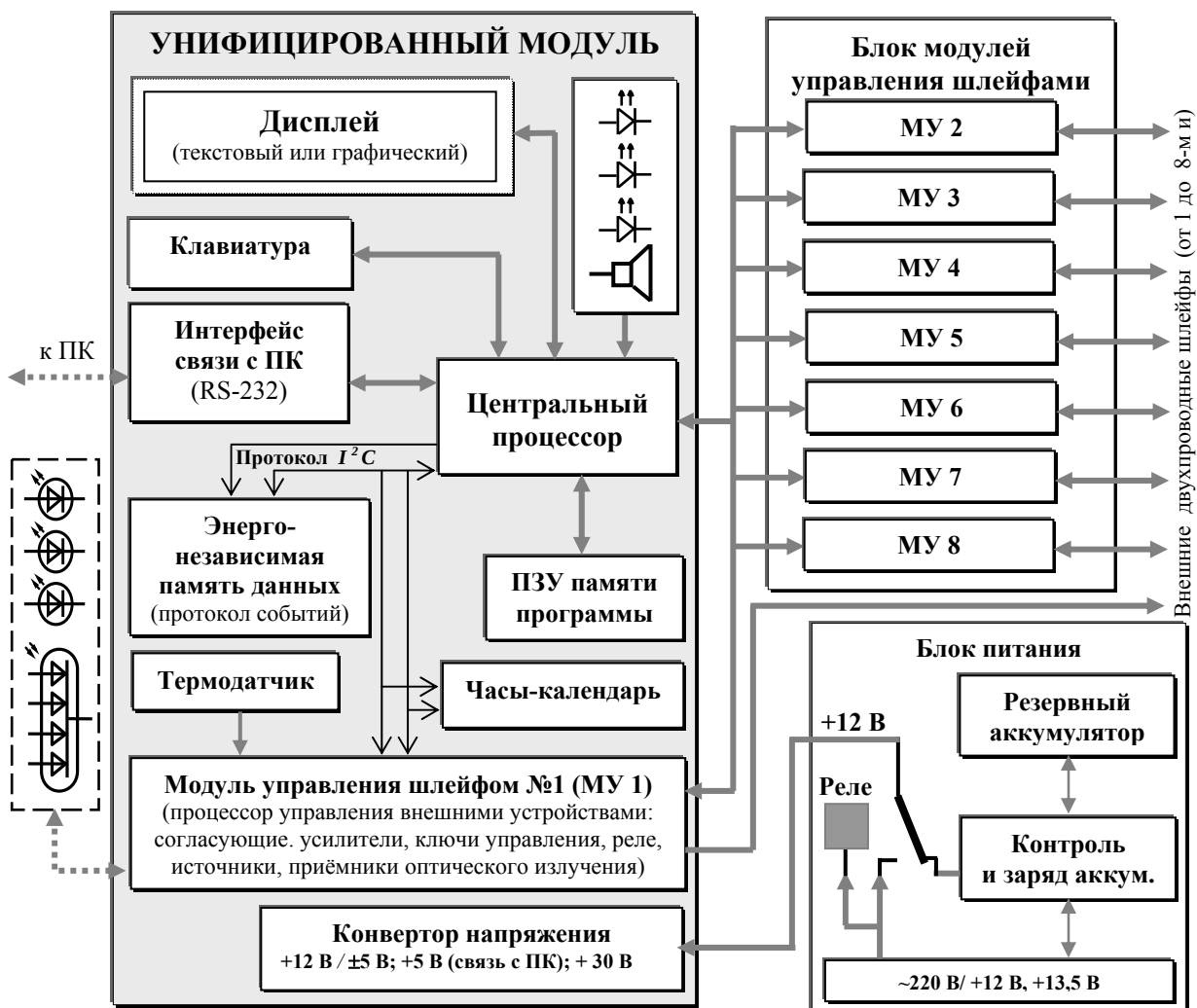


Рис.1. Аппаратные средства лабораторного модуля

УЛК позволяет фронтальным методом в интерактивном режиме организовать лабораторный практикум по изучению следующих вопросов.

1. Архитектура, функциональные возможности, электрическая схема, конструктивная реализация и техническая документация унифицированного опто-электронного модуля (УЛМ).
2. Архитектура и система основных команд x51-совместимых микроконтроллеров [1]. Изучение среды программирования для разработчика.
3. Архитектура и система основных команд микроконтроллеров семейства *PIC16CXX* [2]. Изучение среды программирования для разработчика.
4. Управление клавиатурой и внешними цепями включения светодиодов.
5. Устройство ЖКИ-дисплея, система команд, управляющие сигналы.
6. Энергонезависимая память *EEPROM* с последовательным доступом (система команд и управляющих сигналов). Пример ее использования для записи протокола событий с привязкой к реальному времени и дате.
7. Стандартный протокол последовательного обмена *I²C* при реализации взаимодействия между отдельными компонентами УЛМ и внешними устройствами.
8. Использование встроенного АЦП для реализации режима периодического контроля температуры с помощью термодатчика в составе УЛМ, и др.

Ниже приводятся примеры построения систем охранной и пожарной сигнализации на базе унифицированного модуля, входящего в состав приемно-контрольного пульта (ПКП).

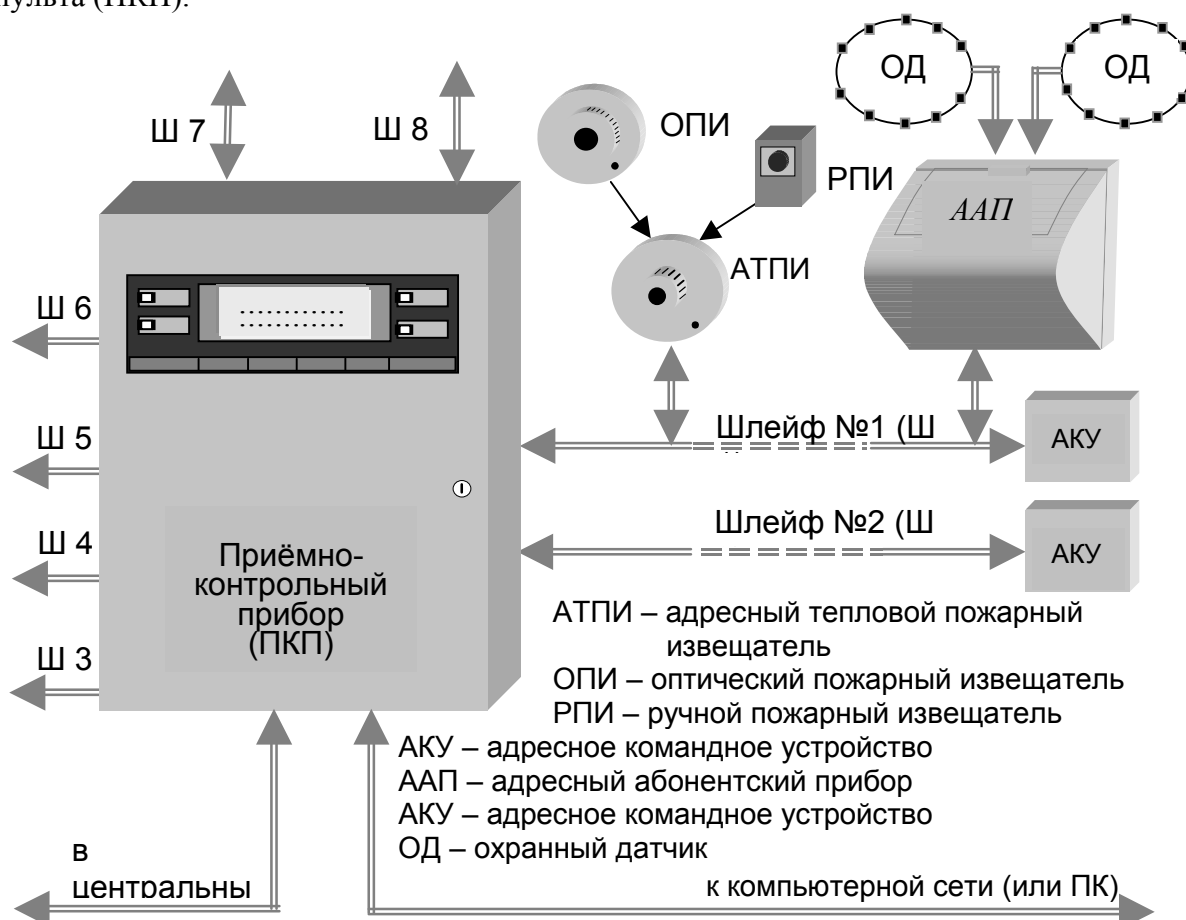


Рис. 2. Пример построения комплексной системы охранно-пожарной сигнализации на базе унифицированного модуля, в составе приемно-контрольного прибора.

Приемно-контрольный прибор (ПКП) является центральным узлом системы. К нему может быть подключено от одного до восьми независимых шлейфов, представляющих собой двухпроводные линии типа витой пары длиной до 1000 метров. В свою очередь, к каждому из шлейфов может подключаться от одного до 63 адресных устройств (включая абонентские приборы и адресные командные устройства). Таким образом, максимальное число адресных устройств, которые могут обслуживаться одним ПКП – 504. Структурная схема ПКП приведена на рис. 2. ПКП выполняет следующие функции:

- электропитание и синхронизация работы всех компонентов системы;
- прием сигналов тревоги от абонентских приборов, подключенных к шлейфам;
- управление включением средств оповещения и устройств автоматики с помощью адресных командных устройств;
- постоянный автоматический дистанционный контроль наличия и работоспособности всех адресных устройств;
- периодический контроль состояния шлейфов: измерение сопротивления линии от ПКП до каждого адресного устройства, сопротивления изоляции (токов утечки) шлейфов;
- одновременное отображение на экране встроенного дисплея до 12-ти сообщений о тревоге или о неисправностях от абонентских приборов с указанием номеров помещений, в которых они установлены;

- отображение на экране встроенного дисплея информации о неисправности других компонентов системы: шлейфов, основного или резервного источника питания;
- передача в центральный пункт охраны с помощью контактов реле сигналов тревоги или сигналов о неисправности системы;
- регистрация сообщений о тревоге и о неисправностях во внутренней энергонезависимой памяти с указанием времени и даты, а также воспроизведение записей на экране встроенного дисплея;
- инициализация адресных устройств (запоминание номеров охраняемых помещений) и изменение реальной конфигурации системы (снятие или установка дополнительных компонентов) с помощью встроенной клавиатуры (без использования ПК);
- заряд и периодическая проверка исправности резервного аккумулятора, а также автоматическое переключение электропитания системы к резервному источнику при аварийном отключении напряжения в сети переменного тока;
- вывод при необходимости протокола событий в персональный компьютер или в компьютерную сеть по специальной линии связи в режиме прерывания (интерфейс RS-232 или 485).

Адресный абонентский прибор (ААП) осуществляет непрерывный контроль наличия и текущего состояния (дежурный режим, режим тревоги) охранных датчиков (ОД). К каждому ААП может подключаться до двух безадресных ОД, в качестве которых, например, может использоваться цепочка последовательно соединенных контактных устройств, размыкающихся при открывании дверей, окон и т.п.

Каждый ААП с помощью своего процессора поддерживает связь по двухпроводному шлейфу с ПКП. При этом ПКП является ведущим устройства, передавая в шлейфы импульсы электропитания, синхронизации, а также команды и адреса для опрашиваемых адресных устройств.

Адресный тепловой пожарный извещатель (АТПИ) осуществляет измерение температуры, а также контролирует скорость нарастания температуры в помещении. В случае превышения температуры или скорости нарастания температуры установленных контрольных значений АПИ передает в ПКП сообщение о пожаре. Конкретные значения температуры и скорости нарастания температуры, при которых формируется сигнал о пожаре, устанавливаются при программировании АПИ в зависимости от класса извещателя и в соответствии с действующими стандартами.

Дополнительно к каждому АТПИ может подключаться один или два безадресных (например дымовых или ручных) пожарных извещателей (ПИ).

Каждый АТПИ с помощью своего процессора поддерживает связь по двухпроводному шлейфу с ПКП. При этом ПКП выполняет роль ведущего устройства, передавая в шлейфы импульсы электропитания, синхронизации, а также команды и адреса для опрашиваемых адресных устройств.

Адресное командное устройство (АКУ) как и АТПИ или ААП содержит процессор, поддерживающий связь с ПКП. Однако вместо ПИ или ОД к нему могут подключаться один или два внешних исполнительных устройства (устройства автоматического пожаротушения, световые табло, звуковые сигнальные устройства, электромагниты и др.). Включение и отключение внешних исполнительных устройств осуществляется с помощью контактов реле, управляемых процессором АКУ, а их электропитание должно обеспечиваться от дополнительных источников.

В заключении добавим, что при использовании дополнительных элементов и функциональных узлов в составе лабораторного комплекса тематика изучаемых вопросов может быть расширена. В качестве примера назовем следующие направления:

– Реализация оптического цифрового канала связи в пределах лаборатории между отдельными рабочими местами студентов.

- Подключение многоэлементных ФПУ параллельного типа (например, разрезных фотодиодов) в быстродействующих системах оптической пеленгации.
- Подключение оптико-электронных модулей, использующих линейку ФПЗС или других типов многоэлементных ФПУ с последовательным опросом.
- Реализация модели оптико-электронной системы экологического мониторинга (при использовании каких-либо датчиков экологического контроля, например радиационных, химических и др).

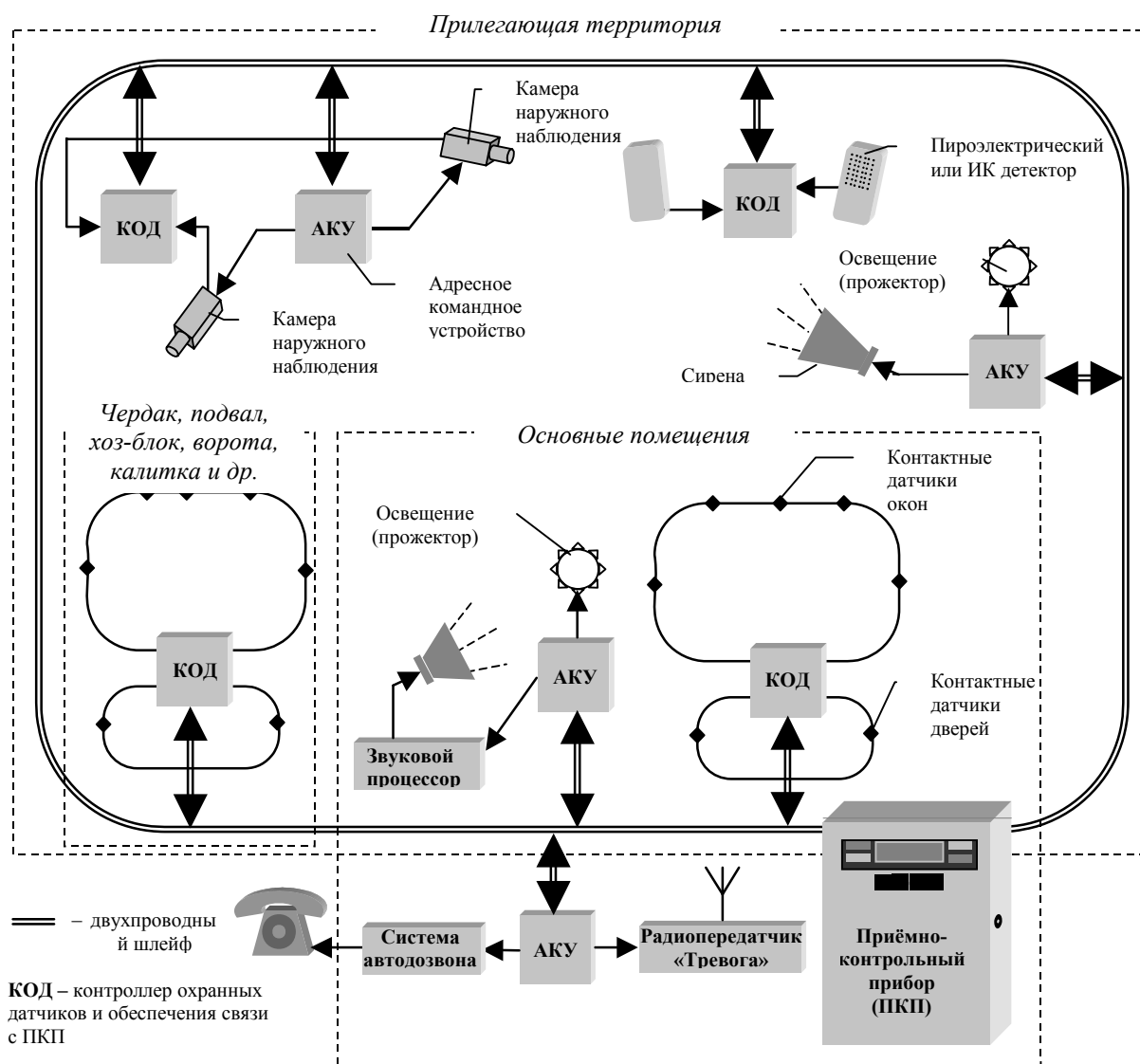


Рис. 3. Пример построения системы охранной сигнализации на базе унифицированного модуля, в составе приемно-контрольного прибора

Литература

1. Николайчук О.И. X51-совместимые микроконтроллеры фирмы *CYGNAL*. – М.: ООО «ИД СКИМЕН», 2002. – 472 с.
2. Ульрих В.А. Микроконтроллеры *PIC16X7XX*. Изд. 2-е, пер. и доп. – СПб: Наука и Техника, 2002. – 320 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБЛУЧЕНИЯ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕГО СЫРЬЯ НА РЕГИСТРАЦИЮ АЛМАЗА

А.Н. Чертов

Рассматриваются особенности облучения алмазосодержащего сырья в рентгенолюминесцентных сепараторах и их влияние на процесс регистрации алмаза в потоке руды.

В отечественной технологии обогащения алмазосодержащего сырья наиболее распространенным методом извлечения алмазов является метод рентгенолюминесцентной сепарации (РЛС). Однако, несмотря на то, что за время существования метода РЛС накоплен большой опыт его практического использования, теоретические основы и закономерности проектирования отдельных систем и РЛ-сепараторов в целом до настоящего времени разработаны недостаточно, что является причиной методических ошибок при проектировании и заведомого снижения технико-эксплуатационных характеристик оборудования.

Работы по изучению закономерностей рентгенолюминесценции и ее регистрации являются основой для модернизации обогатительного оборудования и создания улучшенных его моделей, а значит, способствуют повышению экономической эффективности алмазодобывающей отрасли и имеют важнейшее народнохозяйственное значение. Поэтому они должны входить в состав приоритетных направлений отечественной науки.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей облучения потока материала и, в конечном итоге, параметров рентгенооптических схем (РОС) сепараторов – взаимного расположения узлов и зон облучения и обнаружения, которые определяют весь последующий алгоритм формирования признаков разделения алмазов и сопутствующих минералов.

Известно, что обнаружение алмазов в потоке руды в РЛ-сепараторах базируется на анализе следующих признаков рентгенолюминесценции:

- спектров люминесценции;
- различной прозрачности алмазов и минералов-спутников к рентгеновскому излучению;
- различной длительности свечения алмазов и сопутствующих минералов;
- амплитуде сигналов люминесценции различных компонент свечения, а также их соотношения.

Два первых разделительных признака определяются только физическими свойствами компонентов алмазосодержащей руды, тогда как степень информативности двух последних зависит, в том числе, и от параметров РОС.

В общем случае процесс анализа материала, включающий возбуждение люминесценции и регистрацию свечения, можно описать следующим образом.

В плоскости движения образцов руды в сепараторе создается зона анализа А (см. рис.), которая состоит из зон возбуждения В и регистрации Р люминесценции. Рентгеновская трубка (РТ) создает локализованную в плоскости движения руды Д зону В, ширина которой равна d_v . Фотоприемное устройство (ФПУ) регистрирует излучение $\Phi(t)$ образцов, находящихся в зоне Р, ширина которой равна d_p . Образцы руды размером d движутся в плоскости Д с постоянной скоростью V .

Зона возбуждения В и регистрации Р люминесценции могут совпадать, частично совпадать либо быть разнесены в плоскости Д так, что начало зоны Р отнесено по направлению движения материала на расстояние Δ от конца зоны В.

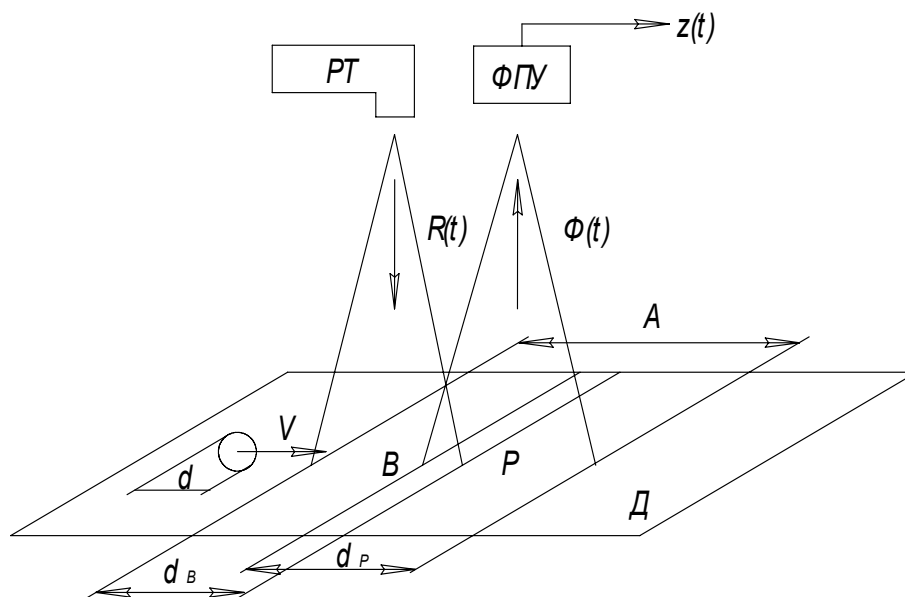


Рис. Обобщенная рентгенооптическая схема сепаратора

Возбуждение люминесценции может производиться как непрерывным излучением $R(t) = R_0$, так и периодической последовательностью импульсов длительностью τ и периодом следования $T_{\text{и}}$, а регистрация излучения всегда осуществляется непрерывно.

Люминесценция минералов содержит, в общем случае, две составляющих: короткоживущую, так называемую быструю, и долгоживущую или медленную компоненты – БК и МК. Первая разгорается практически мгновенно (через несколько мкс) вслед за возбуждением и также быстро гаснет после его окончания, вторая разгорается и гаснет в течение более длительного времени – нескольких мс. Спектр люминесценции образца руды, в общем случае, содержит несколько полос свечения, каждая из которых обладает своими БК и МК.

Помимо минералов, под действием рентгеновского излучения светиться и воздух. Воздух обладает только БК люминесценции.

Выбором d_B , Δ , τ , $T_{\text{и}}$ можно влиять на соотношение интенсивностей свечения различных компонент в наблюдаемом потоке излучения $\Phi(t)$.

Рассмотрим особенности непрерывного и импульсного режимов люминесценции.

1. Непрерывный режим возбуждения

Возбуждение люминесценции образца начинается при его входе в зону В, и в это же время на выходе ФПУ появляется сигнал.

На интервале времени $\Delta t_1 = d / V$ изменение величины потока на входе ФПУ и сигнала $z(t)$ на его выходе определяются следующими факторами: функциями $S(t)$ входа площади поверхности образца в зону анализа, количеством и значениями постоянных времени образца, участвующих в свечении. Полосы свечения с постоянными времени люминесценции $T_i \ll d / V$ создадут потоки $\Phi_i(t)$, повторяющие изменение во времени функции $S(t)$, а полосы с постоянными времени $T_i \gg d / V$ практически не разгорятся и не дадут существенного вклада в свечение $\Phi(t)$. При полном входе образца в зону анализа полосы с быстрой кинетикой разгорятся до максимального значения, а изменение во времени величины потока от полос с медленной кинетикой будет определяться зависимостью

$$\Phi_i(t) = \Phi_{i0} \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{T_i}\right)} \right), \quad (1)$$

где Φ_{i0} – величина потока i -й полосы при стационарном возбуждении.

Изменение во времени суммарного потока на входе ФПУ можно представить как

$$\Phi(t) = \sum_{i=1}^k \Phi_{iB} + \sum_{i=k+1}^n \Phi_{iM} \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{T_i}\right)} \right), \quad (2)$$

где Φ_{iB} и Φ_{iM} – величины потоков при стационарном возбуждении полос с быстрой и медленной кинетикой; k и n – количество полос с быстрой кинетикой и общее количество полос свечения.

Выход образца из зоны анализа практически так же влияет на изменение величины потока $\Phi(t)$, как и его вход, однако потоки от полос и с быстрой, и с медленной кинетикой будут изменяться одинаково в зависимости от изменения функции выхода.

Сигнал $z(t)$ будет повторять изменение $\Phi(t)$, однако слагаемые, входящие в (2), будут давать вклад в $z(t)$ в зависимости от взаимного положения спектра люминесценции и спектральной чувствительности ФПУ.

Максимальная величина потока $\Phi(t)$ равна при $d < d_B$

$$\Phi_{MAX} = \sum_{i=1}^k \Phi_{iB} + \sum_{i=k+1}^n \Phi_{iM} \left(1 - e^{-\left(\frac{d_B-d}{V \cdot T_i}\right)} \right). \quad (3)$$

В случае разнесенных зон В и Р возбуждение люминесценции будет протекать так же, как и в предыдущем случае. Каждая точка образца, вышедшая из зоны В, входит в зону Р через интервал времени $\theta = \frac{\Delta}{V}$. За это время полосы свечения с постоянной времени $T_i \ll \theta$, в том числе и воздуха, практически полностью высветятся, а с постоянными времени $T_i \gg \theta$ практически не изменят своей интенсивности. Для полос с $T_i \gg \theta$ амплитуда сигнала в зоне регистрации с учетом времени Δt_1 входа образца в зону равна

$$\Phi_{iMP} = \Phi_{iM} \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{d_B-d}{V \cdot T_i}\right)} \right) \cdot e^{-\left(\frac{\Delta+d}{V \cdot T_i}\right)}, \quad (4)$$

Изменение сигнала во времени после его входа в зону регистрации определяется соотношением

$$\Phi_P(t) = \sum_{i=k+1}^n \Phi_{iM} \left(1 - e^{-\left(\frac{d_B-d}{V \cdot T_i}\right)} \right) \cdot e^{-\left(\frac{\Delta+d}{V \cdot T_i}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{t-t_0}{T_i}\right)}, \quad (5)$$

где t_0 – время входа зерна в зону регистрации. Как и в предыдущем случае, сигнал $z(t)$ на выходе фотоприемника повторяет (5) с учетом спектров люминесценции полос. Разнесение зон позволяет наблюдать свечение полос только с медленной кинетикой.

Более строгое описание процессов существенно усложняет аналитический вид выражений, что затрудняет их анализ. Рассмотренный упрощенный подход и полученные зависимости полно отражают основные соотношения между параметрами люминесценции и параметрами зоны анализа.

Непрерывный режим характеризуется более высоким уровнем возбуждения люминесценции различных компонент свечения и позволяет достигнуть большей чувствительности. Однако сигнал люминесценции воздуха при совмещении зон возбуждения и наблюдения регистрируется фотоприемником как высокочастотный и постоянный, является фоновым сигналом и затрудняет или препятствует надежному обнаружению свечения алмазов, интенсивность которых сравнима или меньше люминесценции воздуха.

Снижение фонового сигнала может быть достигнуто за счет сужения зоны возбуждения и/или локализации зоны регистрации.

Постоянное возбуждение и регистрация в непересекающихся полях позволяет получить различные уровни возбуждения длительного компонента путем изменения ширины полосы возбуждения, но обладает меньшей селективностью. Это связано с тем, что среди полезного продукта присутствуют алмазы с пониженной интенсивностью люминесценции и малым вкладом длительного компонента свечения. Обнаружение люминесценции таких алмазов будет затруднено или невозможно.

Вместе с тем фоновый сигнал люминесценции воздуха, который быстро затухает за пределами зоны возбуждения, в этом случае значительно меньше (при частично разнесенных зонах) или отсутствует.

2. Импульсный режим возбуждения

Импульсный режим, по сравнению с постоянным, характеризуется меньшим уровнем возбуждения компонент люминесценции с медленной кинетикой и используется только при совмещенных зонах.

При импульсном облучении зоны возбуждение люминесценции происходит только во время действия импульса рентгеновского излучения той части образца, которая в это время находится в зоне. На интервале времени $(T_{\text{и}} - \tau)$ происходит высвечивание возбужденных центров. В этом случае функции входа и выхода образца из зоны анализа также оказывают влияние на характеристики наблюдаемого свечения, однако при значениях $\tau_{\text{и}} \ll d / V$ это проявляется только в амплитуде сигнала на каждом такте возбуждения.

Амплитуда потока в конце импульса на l -м такте возбуждения после входа образца в зону равна

$$\Phi_{\text{MAX}} = \sum_{i=1}^k \Phi_{iB} + \sum_{i=k+1}^n (\Phi_{iM} - \Phi_{iM} \cdot (l-1)) \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau}{T_i}\right)}\right) \cdot e^{-\left(\frac{T_{\text{и}} - \tau}{T_i}\right)} \quad (6)$$

где $\Phi_{iM} \cdot (l-1)$ – амплитуда i -ой компоненты свечения на l -ом такте.

При наблюдении сигнала через интервал времени θ после окончания импульса возбуждения

$$\Phi_M(\theta) = \sum_{i=k+1}^n (\Phi_{iM} - \Phi_{iM} \cdot (l-1)) \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau}{T_i}\right)}\right) \cdot e^{-\left(\frac{T_{\text{и}} - \tau}{T_i}\right)} \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{T_i}\right)} \quad (7)$$

Сравнивая (3), (5), (6), (7) видно, что они различаются только способом формирования длительности возбуждения τ и времени задержки наблюдения θ .

Импульсный режим позволяет обеспечить более высокий уровень селективности за счет возможности анализа быстрых и медленных компонент свечения и их соотношения для алмазов и сопутствующих минералов, однако характеризуется некоторым снижением чувствительности. Кроме того, при импульсном режиме и совмещенных зонах на быстрые компоненты свечения минералов накладывается быстрая составляющая свечения воздуха и вносит существенную погрешность в анализ полных сигналов люминесценции.

Таким образом, по результатам анализа особенностей формирования зоны анализа можно сделать следующие выводы.

1. Использование непрерывного режима возбуждения и метода регистрации по амплитуде сигналов люминесценции при совмещенных зонах облучения и регистрации позволяет отделять алмазы от сопутствующих минералов в основном по спектральному признаку и, теоретически, может применяться только для предварительного обогащения алмазосодержащей руды по критерию «люминесцирует – не люминесцирует». При этом чувст-

вительность СР ограничивается, в том числе, и амплитудой люминесценции сигнала воздуха.

Снижение порога разделения с целью улавливания алмазов со слабой люминесценцией приводит к росту извлечения минералов-спутников и, как следствие, к значительному снижению селективности сепарации.

2. Эффективность использования непрерывного режима возбуждения и амплитудно-кинетического метода регистрации с учетом только длительности свечения, без дополнительного анализа составляющих кривой послесвечения минералов, ограничивается степенью перекрытия постоянных времени послесвечения люминесценции минералов в миллисекундном диапазоне. Поскольку существуют алмазы с аномальной кинетикой люминесценции (короткая медленная компонента послесвечения или ее отсутствие), этот метод не позволяет их обнаруживать.

Для уверенного обнаружения таких алмазов необходимо увеличивать степень перекрытия зон облучения и регистрации или, в общем случае, уменьшать промежуток между ними, что, в свою очередь, приводит к увеличению числа мешающих минералов, попадающих в концентрат вместе с алмазами, т.е. к снижению показателя сокращения. Вместе с тем влияние люминесценции воздуха на итоговый сигнал либо отсутствует (при разнесенных зонах), либо существенно меньше (при частично совмещенных зонах).

3. Эффективность использования импульсного режима возбуждения и амплитудно-кинетического метода с учетом длительности люминесценции, а также анализа соотношения различных компонент свечения позволяет увеличить эффективность регистрации. Однако в этом случае анализ материала, для увеличения чувствительности, осуществляется при совмещенных зонах облучения и обнаружения, и на итоговый сигнал и расчет соотношения компонент существенное влияние оказывает амплитуда БК люминесценции воздуха, которая может меняться в широких пределах в процессе работы.

4. Свечение воздуха является источником шума и причиной снижения чувствительности. В любом случае, независимо от режима возбуждения, для обеспечения нормальной работы усилителя тракта регистрации необходимо отделить сигнал люминесценции воздуха от сигналов люминесценции алмазов и сопутствующих минералов или скомпенсировать его. Операция отделения или компенсации составляющей сигнала люминесценции воздуха должна выполняться автоматически, так как при воздействии дестабилизирующих факторов (колебание параметров питания РТ и ФЭУ, загрязнение защитных окон фотоприемников, старение оборудования) происходит постоянное изменение во времени сигнала люминесценции воздуха, что нарушает нормальную работу тракта регистрации.

В данной статье рассмотрены основные теоретические принципы и закономерности формирования сигнала на выходе ФПУ в системах регистрации сепараторов в зависимости от выбранного режима возбуждения и параметров РОС. Несмотря на то, что на практике сигналы люминесценции алмазов и минералов-спутников подвергается большому количеству влияющих факторов, описанные модели можно использовать для приблизительных, оценочных расчетов РОС и приемно-усилительных трактов сепараторов.

Литература

1. Гомон Г. О. Алмазы. М.: Машиностроение, 1966.
2. Каган В.С., Левитин А.И., Панова С.Н., Шестакова Т.В. Спектральный способ повышения селективности рентгенолюминесцентной сепарации алмазосодержащего сырья // Цветные металлы. 1980. № 6. С. 97–99.
3. Многопараметровая система регистрации сепаратора ЛС-ОД-50 и аппаратура признаков разделения для рентгенолюминесцентного обогащения. / Отчет, тема 47-38, научный рук. к.т.н. В.И. Калинин, ЛНПО «Буревестник», Ленинград, 1990.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ
ЗОНЕ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ФРАКТАЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

А.В. Нелепец, В.А. Тарлыков

В работе рассмотрена структура дифракционного поля, формируемого в ближней зоне дифракционным элементом, имеющим фрактальную структуру. Описано формирование наборов плоскостей саморепродукции, соответствующих различным периодическим компонентам структуры дифракционного элемента. Проанализировано качество формирующихся самоотображений.

Введение

Регулярная структура оптического излучения находит широкое применение в различных областях науки и техники. В настоящее время проявляется интерес к использованию регулярной структуры излучения в биологии и медицине, в частности, в вопросах лазерной биостимуляции [1]. Существенным при этом оказывается формирование градиентов интенсивности светового поля [2], а также плоскостей саморепродукции при освещении периодической структуры когерентным излучением [3].

В большинстве случаев в связи с эффектом саморепродукции рассматриваются периодические объекты с постоянным периодом, в функцию пропускания которых входит декартова координата в первой степени. Такие объекты в основном представляют собой совокупности круглых, квадратных, шестигранных экранов или отверстий, одномерные и двумерные линейные дифракционные решетки, а также структуры, элементы которых имеют сложную функцию пропускания, ограниченную многоугольником, являющимся ячейкой сетки.

В этих случаях в ближней зоне дифракции формируется набор плоскостей, распределение интенсивности излучения в которых воспроизводит структуру объекта, на котором происходит дифракция [4]. Плоскости саморепродукции, называемые также плоскостями Тальбота, расположены эквидистантно вдоль направления распространения излучения. Расстояния между плоскостями равно

$$\Delta z = \frac{2T^2}{\lambda}, \quad (1)$$

где T – период объекта, λ – длина волны излучения. Между плоскостями Тальбота существуют плоскости, в которых распределение поля пропорционально функции пропускания транспаранта (периодической структуры), сдвинутой на половину периода.

Помимо указанных типов объектов, для формирования периодической пространственной структуры излучения могут быть использованы многосвязные объекты, составленные, в частности, из узких кольцевых отверстий. В этом случае возможно построение сложных узоров дифракционных элементов. Эти узоры могут обладать фрактальными свойствами и включать в себя несколько наборов периодических структур.

В работе рассмотрено формирование плоскостей саморепродукции при дифракции излучения на системе пересекающихся кольцевых отверстий, образованной путем радиальной трансляции базового элемента. Элемент первого уровня представляет собой симметричный набор из 4, 8 или 16 одинаковых колец, смещенных на половину диаметра относительно центрального кольца [5]. Вокруг элемента первого уровня описывается кольцо, диаметр которого вдвое больше исходного. Элементы второго и третьего уровней строятся по такой же схеме из элементов первого и второго уровней,

соответственно. Узоры, построенные по такой схеме, обладают рядом интересных свойств: самоподобие в различных масштабах, наличие в структуре узора нескольких периодических компонент с разными периодами и размерами элементов, высокая плотность линий, большое число пересечений, за счет которых в узоре возникают и присутствуют в неявном виде различные фигуры (например, чечевидные элементы различных масштабов). В настоящее время проявляется интерес к использованию подобных структур для ослабления вредного воздействия бытовой радиоэлектронной аппаратуры на биологические ткани и живые организмы.

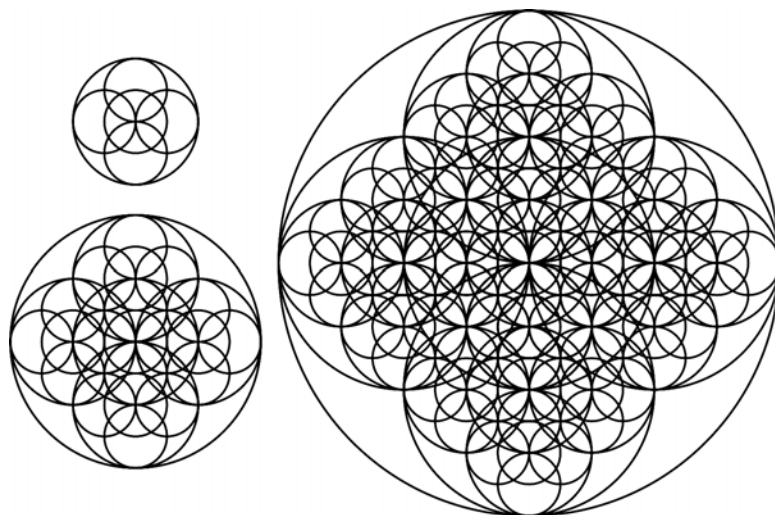


Рис. 1. Первые три поколения узора фрактального дифракционного элемента (4 направления)

Первые три поколения узора, построенного по данной схеме в 4 направлениях, приведены на рис. 1. Аналогичным образом могут быть построены узоры в 8, 16 и т.д. направлениях. При этом плотность линий узора и сложность структуры существенно возрастают. В дальнейшем будут рассмотрены узоры третьего уровня, построенные по описанной схеме в 4 и 8 направлениях.

Периодические структуры в узоре дифракционного элемента

В структуре узоров, построенных по приведенной выше схеме, можно выделить по меньшей мере три периодические структуры различного масштаба. Эти структуры образуют окружности, расположенные в узлах воображаемых решеток.

Рассмотрим узор с 4 направлениями. Полный узор состоит из нескольких (в данном случае – трех) совокупностей колец одинаковых размеров (рис. 2а). В свою очередь, каждая из этих составляющих содержит две компоненты – строго периодическую и вторую, фрактальную (рис. 2б).

Таким образом, можно выделить три двумерные периодические структуры. Каждой из этих структур может соответствовать определенный набор плоскостей Тальбота, в которых происходит саморепродукция изображения структуры при освещении ее когерентной плоской волной.

Очевидно, что структуры отличаются периодом, количеством и размером элементов. Рассмотрим каждую из них подробнее и определим, на каких расстояниях от дифракционного элемента должны находиться плоскости Тальбота.

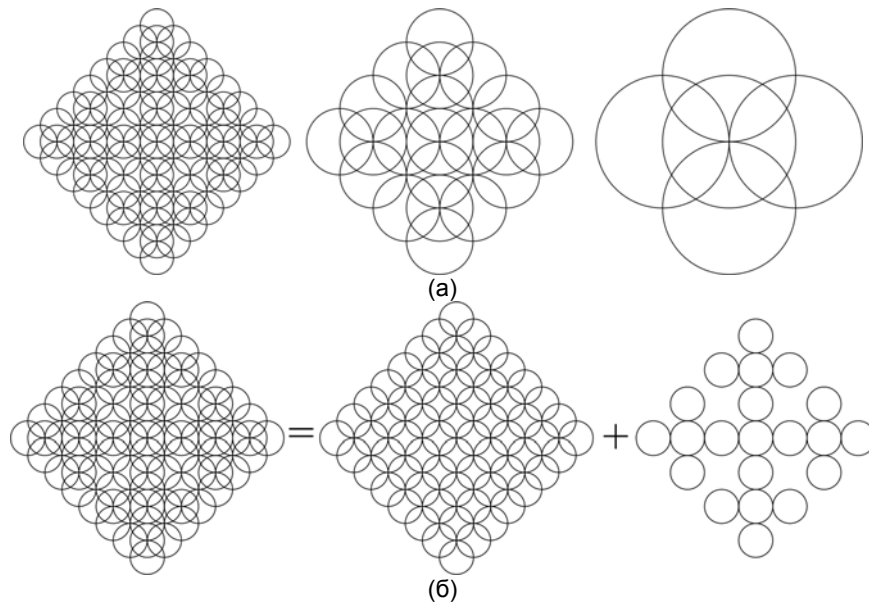


Рис. 2. Периодические структуры в узоре дифракционного элемента

1. Структура первого уровня. Состоит из 64 окружностей, выстроенных в 8 рядов по 8 окружностей. Радиус окружностей – минимальный в данном узоре – равняется α_0 .
Период структуры $T_x = T_y = T = \alpha_0 \frac{\sqrt{2}}{2}$. Расстояние до n плоскости Тальбота (с учетом плоскостей, в которых формируется самоизображение структуры со сдвигом на половину периода) $z_n^I = \frac{T^2}{\lambda} n = \frac{\alpha_0^2}{2\lambda} n$. Расстояние между плоскостями Тальбота $\Delta z^I = \frac{\alpha_0^2}{2\lambda}$.
2. Структура второго уровня. Состоит из 16 окружностей, выстроенных в 4 ряда по 4 окружности. Радиус окружностей равняется $2\alpha_0$. Период структуры $T_x = T_y = T = \alpha_0 \sqrt{2}$. Расстояние до n плоскости Тальбота $z_n^{II} = \frac{T^2}{\lambda} n = 2 \frac{\alpha_0^2}{\lambda} n$. Расстояние между плоскостями Тальбота $\Delta z^{II} = \frac{\alpha_0^2}{\lambda}$.
3. Структура третьего уровня. Состоит из 4 окружностей, выстроенных в 2 ряда по 2 окружности. Радиус окружностей составляет $4\alpha_0$. Период структуры $T_x = T_y = T = \alpha_0 \cdot 2\sqrt{2}$. Расстояние до n плоскости Тальбота $z_n^{III} = \frac{T^2}{\lambda} n = 8 \frac{\alpha_0^2}{\lambda} n$. Расстояние между плоскостями Тальбота $\Delta z^{III} = \frac{\alpha_0^2}{\lambda}$.

Первая плоскость Тальбота для структуры второго уровня совпадает с четвертой плоскостью Тальбота для структуры первого уровня, а первая плоскость для структуры третьего уровня – с шестнадцатой плоскостью для первого уровня. Таким образом, в плоскостях Тальбота с номерами 16, 32, 48 и т. д. могут формироваться изображения всех трех периодических структур. При построении узора в 8 направлениях в структуре узора появляется еще один набор решетчатых периодических структур, идентичный тому, что присутствует в узоре с 4 направлениями, но повернутый на 45° . Решетки, входящие в этот набор, имеют те же периоды, поэтому они не вносят ничего нового с точки зрения плоскостей Тальбота. Кроме того, в узоре появляются окружности, не образующие ни периодических, ни фрактальных структур.

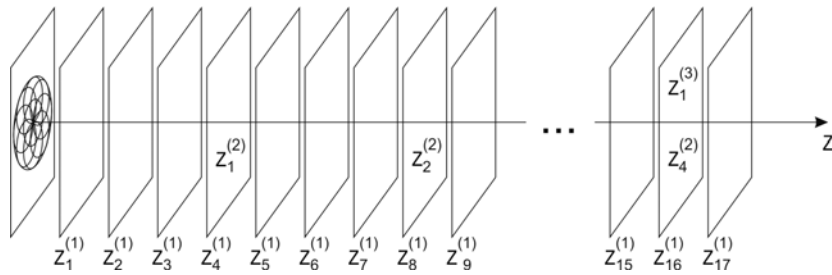


Рис. 3. Расположение плоскостей Тальбота

Анализ качества самоизображений

Качество самоизображений, возникающих в плоскостях Тальбота, зависит от количества элементов периодической структуры. В [4, 6] приведен анализ снижения качества самоизображений в плоскостях Тальбота, связанного с конечностью размера периодической структуры (или апертуры светового пучка). Качество изображения зависит от количества дифракционных порядков p , участвующих в формировании самоизображения. Для плоскостей Тальбота значение p можно определить из соотношения [6]

$$p \leq \frac{D}{2nT}, \quad (2)$$

где $2D$ – диаметр рабочей области решетки (диаметр пучка), T – период решетки. При $p \sim 2$ распределение интенсивности лишь повторяет период решетки. При $p \sim 6$ в самоизображении начинают отчетливо проявляться границы элементов периодической структуры. Из этого следует, что наиболее четкие изображения наблюдаются в ближних плоскостях Тальбота.

Далее, заметив, что $\frac{D}{T} = \frac{N}{2}$, где N – число элементов, попадающих в рабочую область, (2) можно переписать следующим образом:

$$p \leq \frac{N}{4n}. \quad (3)$$

Тогда для $n=1$ и $p=6$ получаем, что $N \geq 24$.

В имеющейся структуре (первого уровня, состоящей из окружностей минимального диаметра) имеется 8 элементов в каждом из направлений. Это соответствует $p=2$ для первой плоскости Тальбота. Для структуры второго уровня (4 окружности в каждом направлении) в первой плоскости Тальбота $p=1$. Для структуры третьего уровня (самые крупные окружности, 2 окружности в каждом направлении) в первой плоскости Тальбота $p < 1$. Таким образом, только для структуры первого уровня можно наблюдать распределение интенсивности, повторяющее только конфигурацию структуры, и только в первой плоскости Тальбота. Кроме того, наблюдение самоизображений в плоскостях Тальбота затрудняется наличием других структур в рисунке дифракционного элемента, обладающих другими периодами или непериодическими. Для таких структур обозначенные ранее плоскости не будут являться плоскостями самовоспроизведения и распределение интенсивности, обусловленное наличием таких элементов, будет выступать в роли шума.

Методика расчета и результаты

Распределение поля в ближней зоне описывается интегралом Френеля, который можно рассматривать как свертку функций:

$$\Gamma(\xi, \eta, d) = \frac{\exp(ikd)}{i\lambda d} \iint_{(x,y)} b(x, y) \cdot \exp \left\{ \frac{ik}{2d} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2] \right\} dx dy, \quad (4)$$

где $b(x, y)$ – функция пропускания объекта, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, d – расстояние до плоскости наблюдения. В области пространственных частот операция свертки функций сводится к перемножению их Фурье-образов.

Подвергая функцию $h(\xi, \eta; x, y) = \frac{\exp(ikd)}{i\lambda d} \exp\left\{\frac{ik}{2d}[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]\right\}$ прямому преобразованию Фурье, получаем передаточную функцию

$$H(f_x, f_y) = \exp(ikd) \exp[-i\pi\lambda d(f_x^2 + f_y^2)], \quad (5)$$

где $f_x = \frac{\xi}{\lambda d}$, $f_y = \frac{\eta}{\lambda d}$.

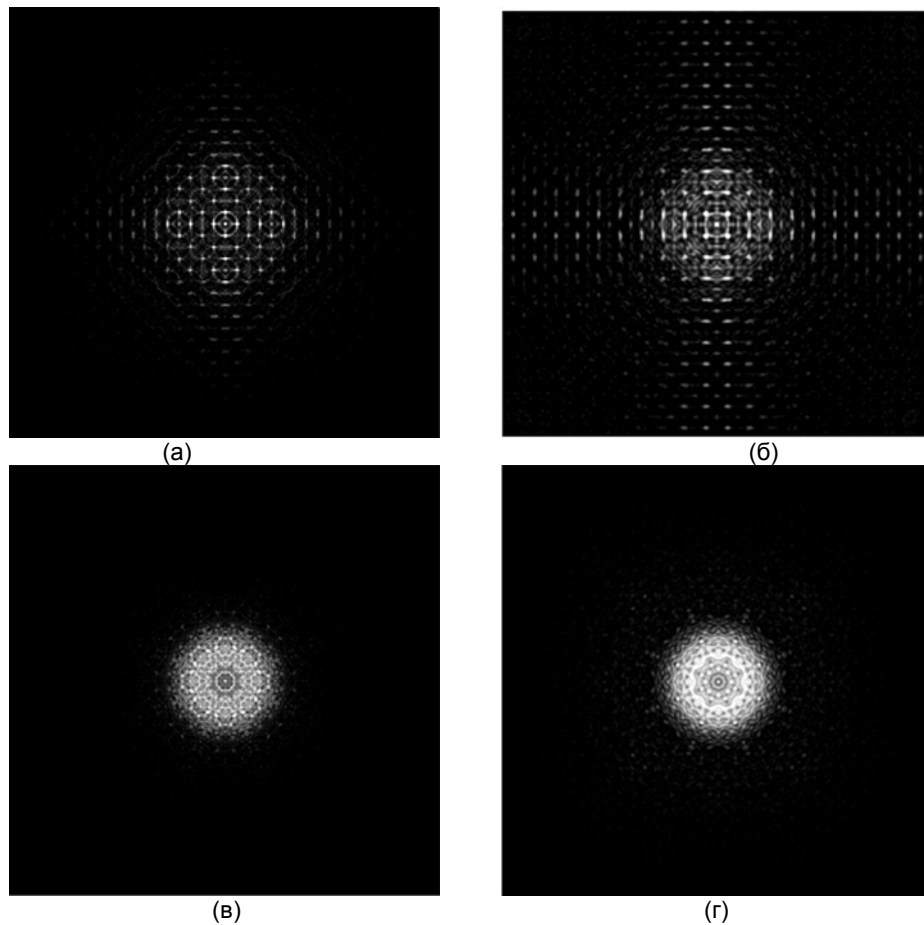


Рис. 4. Распределения интенсивности в двух первых плоскостях саморепродукции для узора, построенного в четырех (а, б) и в восьми (в, г) направлениях.

Расчет распределения поля в ближней зоне сводится к следующим трем действиям: аналитический расчет Фурье-спектра узора дифракционного элемента [7], умножение спектра на передаточную функцию $H(f_x, f_y)$, применение обратного преобразования Фурье к полученному произведению. Из-за наличия множителя $H(f_x, f_y)$ под знаком интеграла получить обратное преобразование аналитическими методами не представляется возможным, поэтому обратное преобразование осуществляется с помощью численного алгоритма БПФ, отличающегося высокой скоростью и простотой реализации.

Результаты моделирования приведены на рис. 4. Самоизображение возникает только для периодической структуры из окружностей минимального диаметра в узоре, построенном в 4 направлениях, и только в ближайшей плоскости (рис. 4а). Кроме того,

остальные компоненты узора (фрактальные и периодические структуры различных масштабов) снижают качество изображений, выступая в роли шума.

Узор, построенный в 8 направлениях, содержит две периодические структуры, одну фрактальную и большое количество окружностей, не составляющих ни фрактальных, ни периодических структур. В связи с этим даже в первой плоскости саморепродукции получается сложная картина, не повторяющая структуру узора или его компонентов. Тем не менее, в плоскостях саморепродукции возникает сложная структура распределения интенсивности, характеризующаяся высокой степенью симметрии и упорядоченности.

Заключение

В ближней зоне дифракции фрактального дифракционного элемента возникают сложные высококонтрастные картины, характеризующиеся высокой степенью упорядоченности и симметрии.

Формирование плоскостей саморепродукции определяется структурой узора. Благодаря наличию в узоре нескольких периодических составляющих, в пространстве над элементом формируются несколько наборов плоскостей саморепродукции. В некоторых плоскостях самоизображения нескольких периодических структур накладываются друг на друга. В плоскостях, соответствующим компоненте узора с наибольшим периодом, может формироваться полное самоотображение всего узора. Однако полному самоотображению узора препятствует ограниченность количества элементов, составляющих периодические структуры.

Литература

1. Altshuler G., Smirnov M., Yaroslavsky I. Lattice of optical islets: a novel treatment modality in photomedicine // J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005), p. 2732–2747.
2. Rubinov A.N. Physical grounds for biological effect of laser radiation // J. Phys. D: Appl. Phys. 36(2003), p. 2317–2330.
3. Физика лазерной биостимуляции / Ю.В. Аграфонов [и др.]. – М.: MeDia, 2000.
4. Коряковский А.С., Марченко В.М., Прохоров А.М. Дифракционная теория метода Тальбот-интерферометрии и диагностики широкоапертурных волновых фронтов // Труды ИОФАН. 1987. Т. 7. С. 33-92.
5. Пат. 2200968 РФ. Оптический фрактально-матричный фильтр и применение оптического фрактально-матричного фильтра для защиты глаз / И.Н. Серов; опубл. 2003.03.20.
6. Пальчикова И.Г., Попова С.С., Смирнов С.В. Изучение эффекта Тальбота в световых полях после зонных пластинок // Автометрия. 2001. №1. С. 94–111.
7. Исследование дифракционного поля, формируемого совокупностью идентичных источников тороидальных волн / А.В. Нелепец, А.В. Тарлыков, В.А. Тарлыков // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2006. №31. С. 59–65.

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ВНЕОСЕВОЙ ПАРАБОЛЫ ЛАЗЕРНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Д.Ю. Сачков

В работе предложена схема интерферометрического контроля параболических зеркал, рассмотрены ее особенности, методика юстировки. Приведены результаты контроля внеосевого параболического зеркала, входящего в автоколлимационный блок инфракрасного лазерного интерферометра ИКС-10.

Введение

В современной оптике широкое применение находят элементы с асферическими поверхностями (асферические элементы), используемые для минимизации остаточных aberrаций оптической системы. Однако изготовление и контроль качества таких элементов заведомо более трудны, чем в случае использования сферических поверхностей. В статье рассмотрена задача контроля качества параболического зеркала ИК интерферометра, закрепленного в штатной оправе. Данная задача возникла в процессе юстировки интерферометра ИКС-10, в ходе которой параболическое зеркало было повернуто и заново зажато в штатной оправе. Дальнейшие работы по юстировке вызвали подозрения в деформации зеркала при его повторном зажатии. Поэтому было принято решение произвести контроль качества данного зеркала и сравнить результаты с заводскими контрольными интерферограммами, что позволит выявить деформацию зеркала при зажатии в оправе.

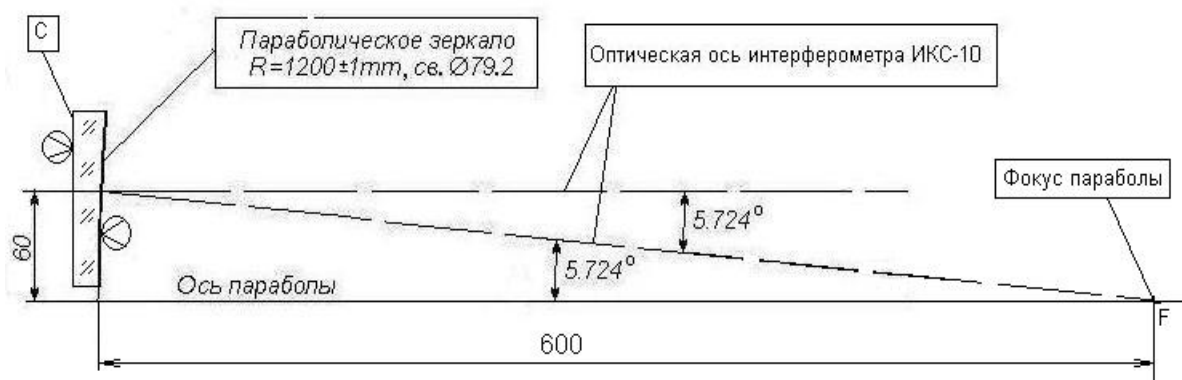


Рис.1. Параболическое зеркало лазерного интерферометра ИКС-10.

Схематическое изображение зеркала приведено на рис.1. Как видно из рисунка, рабочая поверхность зеркала представляет собой внеосевую параболу, а нерабочая – плоскость с зеркальным покрытием. Контроль осуществлялся при помощи неравноплечного лазерного интерферометра, работающего на длине волны $\lambda=0.63$ мкм. Использование видимого диапазона позволило значительно упростить юстировку схемы и сделало возможным наблюдение хода пучков.

Описание схемы

Схема неравноплечного интерферометра показана на рис. 2. В приведенной схеме осуществляется сравнение волнового фронта, отраженного от параболического зеркала, с эталонным волновым фронтом, сформированным вспомогательным сферическим зеркалом. В качестве источника излучения был использован одномодовый He-Ne лазер. Из гауссова пучка лазера телескопическая система 3 и микрообъектив 6 формируют эталонную сферическую волну, которая при помощи светоделительного кубика 7 разделя-

ется на две и направляется в объектное и эталонное плечи интерферометра. Объектное плечо состоит из исследуемого параболического зеркала 8 и высококачественного плоского зеркала 9. Фокус параболического зеркала совмещен с фокусом микрообъектива, поэтому на участке БВ (рис. 2) пучок лучей параллелен. При помощи автоколлиматора АКУ 0.2 плоское зеркало выставляется параллельно плоской поверхности параболического зеркала (поверхность С на рис.1), что обеспечивает автоколлимационный ход лучей в схеме. Это важно для однозначного определения ошибок поверхности зеркала по форме полос интерферограммы, так как каждый луч отражается от одной и той же точки параболы в прямом и в обратном ходе. Кроме того, при такой схеме засветки контролируемой поверхности в волновой фронт не вносятся полевые aberrации.

Этот факт объясняется следующим образом: фокальная перетяжка за микрообъективом является предметом для параболического зеркала. Парабола не вносит aberrаций в изображение точечного предмета, расположенного в ее фокусе. При введении полевого угла (например, при смещении предмета с оси) парабола вносит в волновой фронт aberrации, которые не связаны с регистрируемым качеством поверхности зеркала. Назовем их юстировочными aberrациями, так как в рассматриваемом случае они связаны с ошибкой юстировки элементов. Эти aberrации возрастают при увеличении полевого угла в пространстве предметов, поэтому фокальная перетяжка должна располагаться возможно ближе к оптической оси. Можно рассчитать [1] размер области вблизи фокуса параболы, при расположении предмета внутри которой в волновой фронт (при единичном отражении) не вносятся aberrации, большие 0.1λ . Этот размер составляет 380 мкм. Назовем эту область анаберрационной.

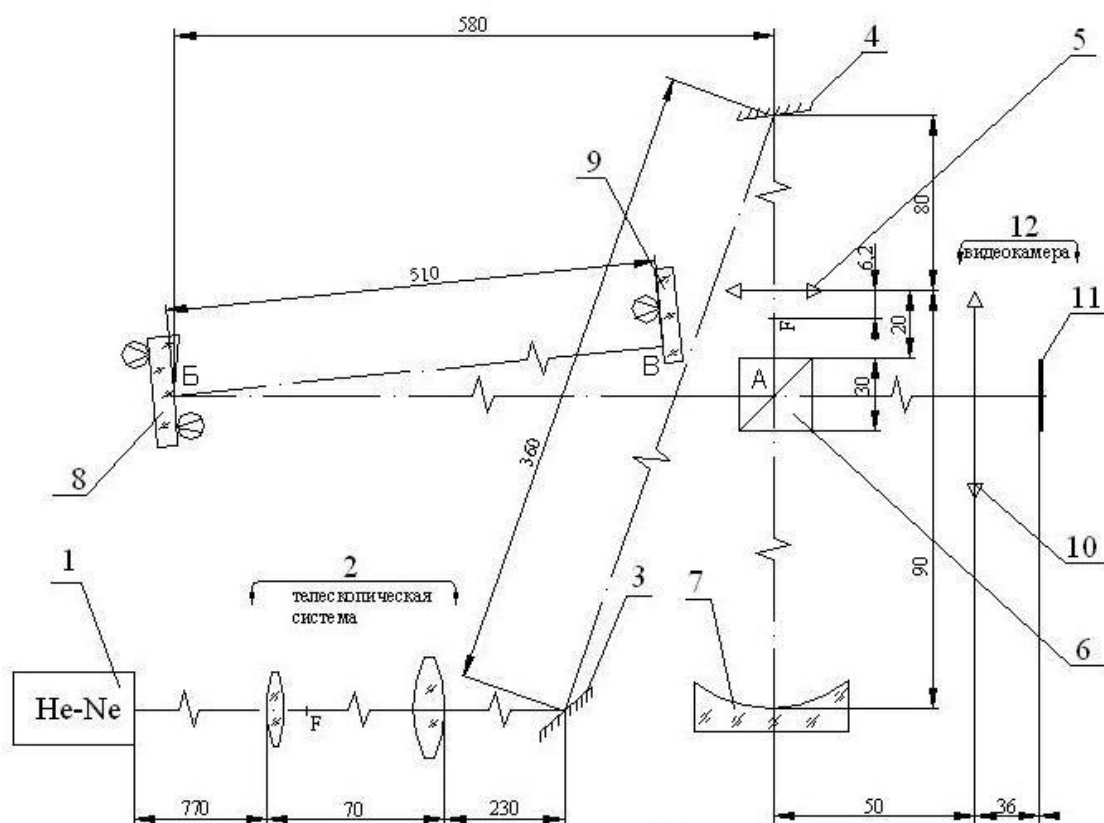


Рис. 2. Схема неравноплечного лазерного интерферометра для контроля качества параболического зеркала: 1 – одномодовый гелий-неоновый лазер, 2 – телескопическая система, 3,4 – плоские зеркала, 5 – микрообъектив, 6 – светоделительный кубик, 7 – эталонное сферическое зеркало, 8 – контролируемое параболическое зеркало, 9 – контрольное плоское зеркало, 10 – объектив телекамеры, 11 – ПЗС-матрица, 12 – телекамера

Размер фокальной перетяжки микрообъектива составляет (по первому минимуму распределения Эйри)

$$d = \frac{2.44\lambda}{2a} f ,$$

где $2a$ – диаметр апертурной диафрагмы, f – фокусное расстояние объектива. Для используемого микрообъектива эти величины равны 1.5 и 6.2 мм соответственно, что дает размер перетяжки 6.38 мкм.

Как видно, этот размер много меньше размера анаберрационной области, что при совмещении фокуса параболы и микрообъектива позволяет устранить юстировочные aberrации. В этом случае искажения волнового фронта в объектном плече будут вызваны только качеством поверхности параболического зеркала. Помимо устранения ошибок юстировки, необходимо обеспечить полную засветку поверхности параболы. Это возможно при использовании микрообъектива с большей числовой апертурой, чем у параболы. Ее значение составляет 0.12, а апертура параболы – 0.067.

Эталонное плечо интерферометра образовано высококачественным сферическим зеркалом, центр кривизны которого совмещен с фокусом микрообъектива. В этом случае также отсутствуют юстировочные aberrации, поэтому после отражения от зеркала сферическая волна сохраняет дифракционное качество и может служить референтной для волны из объектного плеча.

В соответствии с вышеизложенным на выходе из плеч интерферометра образуются две сферические волны, которые сводятся светоделительным кубиком и проецируются объективом 10 на ПЗС-матрицу 11, которая регистрирует интерферограмму. Объектив 10 сфокусирован на оправу параболического зеркала. В этом случае на ПЗС-матрице в масштабе воспроизводится волновой фронт вблизи параболы, который и характеризует ошибки ее поверхности. Если объектив сфокусирован неверно, то на ПЗС-матрице воспроизводится уже другой волновой фронт, соответствующий фронту на некотором расстоянии от параболы. А так как распределение фазы по волновому фронту при его распространении в пространстве меняется сложным образом, то этот волновой фронт уже не может быть использован для исследования качества поверхности параболы.

Очень важно сформировать неаберрированную сферическую волну для засветки плеч интерферометра, так как с этим связана его собственная ошибка. Для этого используется микрообъектив 6 с фокусным расстоянием 6.2 мм, рассчитанный на тубус «бесконечность». Этот микрообъектив не вносит aberrаций в проходящий волновой фронт в том случае, если в пространстве предметов на него падает сферическая волна. В этом случае на выходе микрообъектива волна будет плоской. В нашем случае микрообъектив используется в обратном ходе (для формирования сферической волны) и на входе в него волна должна быть плоской, преобразованной из гауссова пучка. Для этого телескопическая система 3 расширяет лазерный пучок до диаметра 10,5 мм. За счет естественной расходимости на входе в микрообъектив 6 его диаметр составляет уже 11 мм при диаметре апертурной диафрагмы микрообъектива 1.5 мм. Следовательно, из гауссова пучка выделяется центральная часть. Расчет по формулам для поперечного распределения интенсивности и фазы гауссова пучка дает перепад интенсивностей в пределах выделенной области 2% и стрелку прогиба волнового фронта, равную $5 \cdot 10^{-12}$ мкм ($8 \cdot 10^{-6} \lambda$). Т.е. в данных пределах гауссов пучок не отличается существенно от плоской волны, что позволяет сформировать сферическую волну дифракционного качества.

Юстировка схемы

Базовой поверхностью при юстировке является поверхность оптического стола. На первом этапе при помощи подвижек лазера и наклонов зеркал 4 и 5 ось пучка выставлялась параллельно базовой плоскости. Следующим этапом явилась юстировка

сферического зеркала. Она производилась методом оценки качества функции рассеяния точки (ФРТ). Для этого вместо камеры 12 ставился измерительный микроскоп, позволяющий наблюдать точку фокусировки волны, возвращающейся от этого зеркала. При дифракционном качестве наблюдаемой точки фокус микрообъектива совмещен с центром кривизны сферического зеркала. Если же фокус не совмещен с центром кривизны, то ФРТ искажена аберрацией комы. Вид ФРТ в этом случае приведен в [2].

При юстировке объектного плеча контролируется параллельность плоской поверхности С параболы и плоскости контрольного зеркала; совпадение точек фокусировки волн, выходящих из плеч интерферометра, а также наблюдается точка фокусировки пучка, выходящего из плеча (оценивается качество ФРТ). Схема отъюстирована правильно, если плоские поверхности параболического и контрольного зеркал параллельны и одновременно достигается максимальное качество ФРТ. При этом точки фокусировки волн, идущих из плеч интерферометра должны находиться рядом. Если это не так, то ход лучей в плечах не автоколлимационный, и какое-то одно (или оба) плечо отъюстировано неверно.

В конце процесса юстировки непараллельность плоских поверхностей параболического и контрольного зеркал составляла 5'', что обеспечило автоколлимационный ход лучей в объектном плече (смещение точки фокусировки, выходящей из плеча волны относительно фокуса микрообъектива, составило 3 мкм при размере фокального пятна 6.35 мкм). При наблюдении в микроскоп точки фокусировки волн из обоих плеч интерферометра совпадали. Однако наблюдаемая ФРТ имела недифракционное качество и была искажена аберрациями комы и астигматизма, что может объясняться как ошибками юстировки, так и ошибками поверхности зеркала. Так как качество ФРТ было максимальным, какое удалось получить в ходе юстировки, то мы можем предположить, что недифракционное качество ФРТ вызвано ошибками поверхности параболического зеркала. Далее микроскоп, через который наблюдались изображения фокальных пятен волн из плеч интерферометра, был заменен на камеру 12, которая установлена таким образом, чтобы весь пучок проходил через объектив, который был сфокусирован на оправу параболического зеркала. Увеличение (ZOOM) выбрано таким, чтобы изображение параболы занимало большую часть кадра.

Результаты

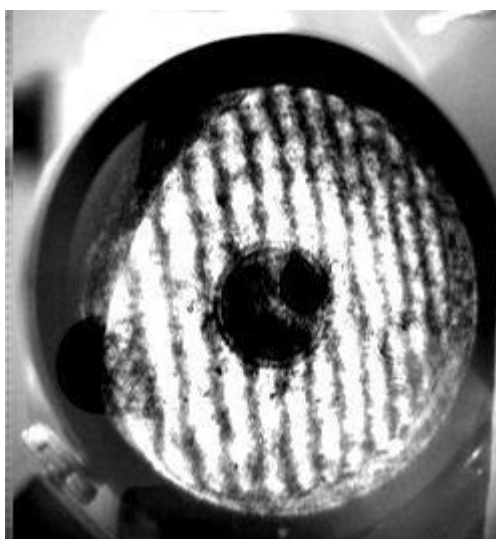


Рис. 3. Контрольная интерферограмма, полученная на неравноплечном лазерном интерферометре

На рис.3 представлена одна из полученных контрольных интерферограмм исследуемого параболического зеркала. Можно заметить, что они имеют два следующих недостатка:

- центральное экранирование, которое вызвано конструкцией объектива камеры 12;
- интерферограмма заполняет не всю поверхность параболического зеркала, что вызвано особенностью геометрии схемы. Угол АБВ составляет $5,724^\circ$, поэтому при размещении контрольного зеркала 9 его оправа либо частично перекрывает пучок на отрезке АБ, либо неполностью перекрывает пучок от параболического зеркала (рис.4). Это приводит к невозможности контроля некоторой части поверхности зеркала и является главным недостатком приведенной схемы.

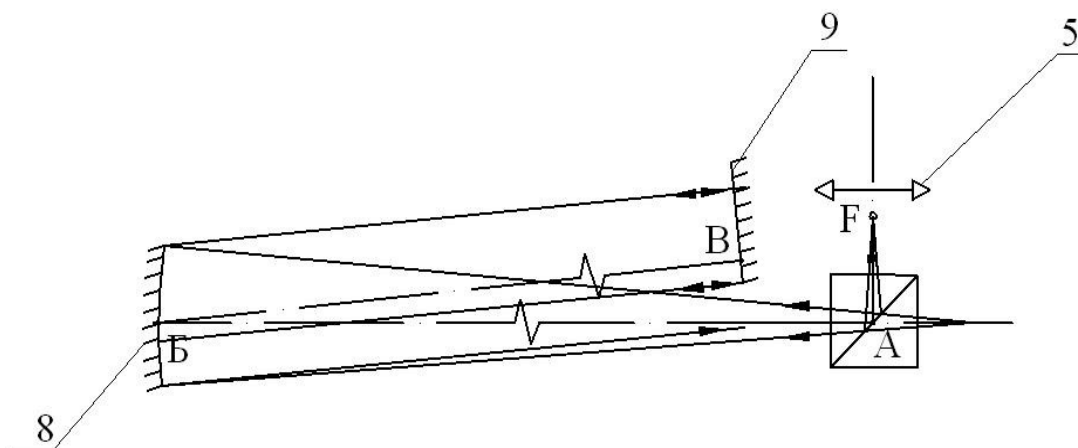


Рис. 4. Срезание пучков лучей в объектном плече интерферометра.

Тем не менее, обработка полученных интерферограмм позволила определить искажения волнового фронта, вносимые параболическим зеркалом при единичном отражении от него. Эти данные, а также допуски на них представлены в таблице. Как видно из нее, зеркало удовлетворяет требованиям оптического расчета и правильно установлено в штатной оправе.

Результат обработки полученных интерферограмм	Данные изготовителя	Допустимые отклонения (в соответствии с оптическим выпуском)
$PV = 0.17\lambda$, $RMS = 0.04\lambda$	$PV = 0.224\lambda$, $RMS = 0.031\lambda$	$PV = 0.25\lambda$, $RMS = 0.05\lambda$

Таблица. Результаты контроля качества параболического зеркала инфракрасного интерферометра ИКС-10

Заключение

В данной работе рассмотрен вариант схемы интерферометрического контроля параболического зеркала, установленного в штатной оправе. Особенности этой схемы являются получение сферической волны из гауссова пучка без применения пространственной фильтрации телескопическими системами и применение методики юстировки по качеству ФРТ. Юстировка по качеству ФРТ является удобным и быстрым способом определения типа и величины aberrаций системы. Применение этой методики значительно упрощает юстировку и позволяет приблизительно оценить величину aberrаций без получения и обработки интерферограммы. Конечная точность юстировки определя-

ется низкой способностью глаза различать перепады освещенности, что особенно критично для систем с числом Штреля 0.8 и более. В этом случае отличие ФРТ от ФРТ идеальной системы заключается в большей интенсивности колец относительно центрального керна. Зафиксировать это отличие глаз не в состоянии. Это определяет предел возможностей данного метода.

Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. / Изд. 2-е, доп. и пер. – Л: Машиностроение, 1969. – 672 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. / Пер. с англ.. – М.: Наука, 1970. – 856 с.

МОЩНЫЙ СВЕРХКОМПАКТНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ Nd:YAG ЛАЗЕР С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

В.В. Назаров, Л.В. Хлопонин, В.Ю. Храмов

Разработан мощный сверхкомпактный Nd:YAG лазер с энергией генерации 350 мДж на длине волны 532 нм и расходимостью не более 3 мрад. Проведена оптимизация оптической схемы резонатора и параметров выходного градиентного зеркала для достижения квазиравномерного поперечного распределения выходного излучения. Проведена оптимизация режимов накачки, позволившая достичь максимальной суммарной энергии импульсов лазерного излучения в течение одного импульса накачки.

Введение

Излучение генерации твердотельных лазеров в диапазоне ближнего ИК широко используется в ряде областей науки и техники, а также лазерной медицины [1–3]. В ряде медицинских приложений к лазерным излучателям предъявляются особые требования, касающиеся как энергетических характеристик излучения (средняя мощность, энергия), так и пространственных характеристик излучения (равномерность поперечного распределения интенсивности излучения, расходимость), а также габаритных характеристик излучателей. В данной работе приводятся результаты разработки сверхкомпактного импульсного лазерного излучателя, удовлетворяющего следующим техническим требованиям.

Характеристики лазерного излучения

Длина волны излучения	1064/532 нм
Импульсная мощность излучения	20 МВт
Энергия импульсов излучения за один импульс накачки (1064/532 нм)	700/350 мДж
Расходимость излучения, не более	3 мрад
Неравномерность поперечного распределения излучения, не более	20 %
Длительность одиночного моноимпульса излучения, не более	5 нс
Источник накачки	
Длительность импульса	5 мс
Средняя мощность	300 Вт
Максимальная импульсная мощность	60 кВт
Частота следования импульсов	2–5 Гц
Дополнительные требования	
Модуляция добротности	пассивная
Габаритные размеры лазерного излучателя	25×25×170 мм
Регулировка коэффициента преобразования во вторую гармонику	0–50%
Размер пятна излучения на расстоянии 50 мм от лазера	2–4 мм
Использование активного элемента с плоско-выпуклыми торцами	

Сравнение вариантов резонатора лазера с пассивной модуляцией добротности

В ходе разработки макета лазера была проведена сравнительная оценка типов оптических схем резонаторов по следующим основным критериям: обеспечение необходимого уровня энергии, расходимости и длительности импульса генерации, минимальная база резонатора, отсутствие «горячих точек» в распределении излучения внутри резонатора.

С точки зрения наилучшего заполнения лазерным излучением активного элемента и увеличения энергии генерации наиболее перспективными вариантами являются режим многомодовой генерации в устойчивом резонаторе или использование неустой-

чивого резонатора [4]. Минимальную расходимость выходного излучения могут обеспечить как устойчивый резонатор при условии квазиодномодовой генерации, так и неустойчивый резонатор. Кроме того, в отличие от устойчивого резонатора, неустойчивый резонатор позволяет минимизировать влияние внутрирезонаторных термооптических неоднородностей на расходимость выходного излучения [5].

В устойчивом резонаторе наименьшую длительность импульса лазерного излучения проще получить в близком к одномодовому режиму генерации, поскольку при многомодовом режиме генерации длительность импульса увеличивается вследствие дифференциации в потерях для различных мод. Из вариантов неустойчивого резонатора минимальную длительность импульса может обеспечить резонатор положительной ветви с наиболее короткой базой. Для этих двух типов резонаторов характерно отсутствие «горячих точек» в пространственном распределении излучения внутри резонатора.

Наиболее короткой базой из рассмотренных типов резонатора обладают многомодовый вариант устойчивого резонатора, характеризующийся относительно большими числами Френеля, и неустойчивый резонатор положительной ветви [5].

Результаты проведенного сравнительного анализа представлены в таблице. По ним можно сделать вывод, что наиболее перспективным в соответствии с выбранными критериями является неустойчивый резонатор положительной ветви.

Тип резонатора	Устойчивый резонатор		Неустойчивый резонатор	
	одномодовый режим	многомодовый режим	Положительная ветвь ($M>1$)	Отрицательная ветвь ($M<-1$)
Максимальная энергия импульса		+	+	+
Минимальная база резонатора		+	+	
Минимальная расходимость излучения генерации	+		+	+
Отсутствие "горячих точек" в распределении излучения внутри резонатора	+		+	
Минимальная длительность импульса излучения генерации	+		+	

Таблица. Сравнение вариантов резонатора лазера с пассивной модуляцией добротности

Оптическая схема моноимпульсного лазера с неустойчивым резонатором

В ходе разработки моноимпульсного твердотельного лазерного излучателя была реализована схема неустойчивого резонатора (рис. 1), включающего «глухое» и выходное зеркала, активный элемент, пассивный затвор, клин-поляризатор для получения линейно поляризованного лазерного излучения. На выходе резонатора размещены фазовая пластинка $\lambda/2$ и нелинейный кристалл КТР, предназначенный для получения излучения второй гармоники. При помощи поворота фазовой пластинки изменяется соот-

ношение долей основного излучения (1064 нм) и второй гармоники (532 нм) С целью минимизации базы резонатора «глухое» зеркало нанесено на сферический торец активного элемента. Выходной торец АЭ имеет скос под углом 2° к оси элемента для предотвращения обратных бликов, приводящих к оптическому пробое внутрирезонаторных элементов.

В процессе компьютерного моделирования с использованием аппарата лучевых матриц, учитывающего тепловую линзу в активном элементе, были определены радиусы кривизны зеркал резонатора, а также оптимальный коэффициент увеличения неустойчивого резонатора. С целью уменьшения потерь резонатор имел небольшой коэффициент увеличения, который изменялся диапазоне $M=1.1-1.3$ при изменении величины тепловой линзы. При величине порядка 4 дптр радиусы кривизны «глухого» и выходного зеркал резонатора составляли 0.5 м и 0.66 м соответственно.

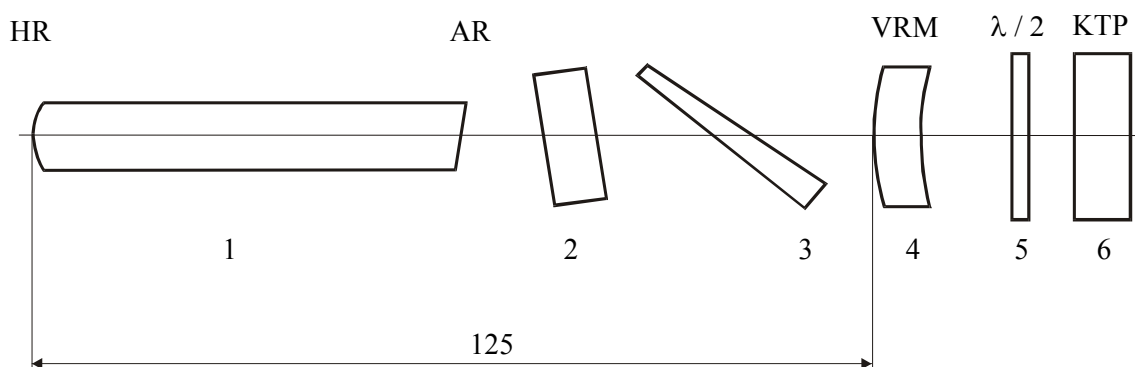


Рис. 1 Оптическая схема моноимпульсного Nd:YAG лазера с неустойчивым резонатором: 1. Активный элемент Nd:YAG 6x103 мм2. 2. Пассивный лазерный затвор YAG:Cr, YSGG:Cr3. Клин - поляризатор 4. Выходное зеркало с переменным коэффициентом отражения 5. Фазовая пластинка $\lambda/2$. Генератор второй гармоники KTP 10x10x5 мм

Для предотвращения появления дифракционных колец в поперечном распределении интенсивности выходного излучения, а также для улучшения селекции поперечных мод в качестве выходного отражателя было использовано градиентное зеркало с переменным коэффициентом отражения. На рис. 2 приведены теоретическая зависимость коэффициента отражения от поперечной координаты, а также экспериментальные данные. Теоретическая зависимость коэффициента отражения от поперечной координаты определялась выражением:

$$R(x)=R_0\exp(-(x/w_a)^n),$$

где $R_0=0.25$ – максимальное значение коэффициент отражения выходного зеркала, $w_a=2.5$ мм – поперечный размер отражающего покрытия, $n=3$ – показатель степени супергауссова профиля коэффициента отражения. Параметры профиля коэффициента отражения градиентного зеркала были оптимизированы при помощи методик [6, 7] с целью обеспечения равномерного поперечного распределения выходного излучения в ближней зоне. С целью достижения максимальных значений выходной энергии генерации максимальное значение коэффициента отражения было оптимизировано при номинальной мощности накачки с учетом величин начальных и остаточных потерь, вносимых пассивным затвором.

В качестве пассивных затворов использовались оптические элементы, изготовленные из YAG:Cr (начальный коэффициент пропускания 10–12%, контраст ~8) и YSGG:Cr (начальный коэффициент пропускания 13–16%, контраст ~6).

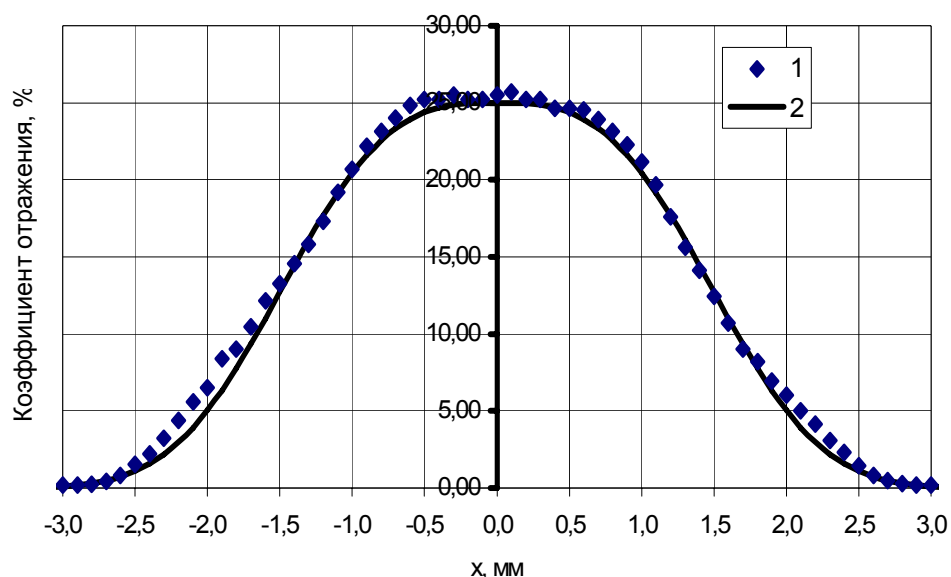


Рис. 2. Поперечное распределение коэффициента отражения выходного зеркала резонатора: 1 – экспериментальные данные, 2 – теоретическая кривая

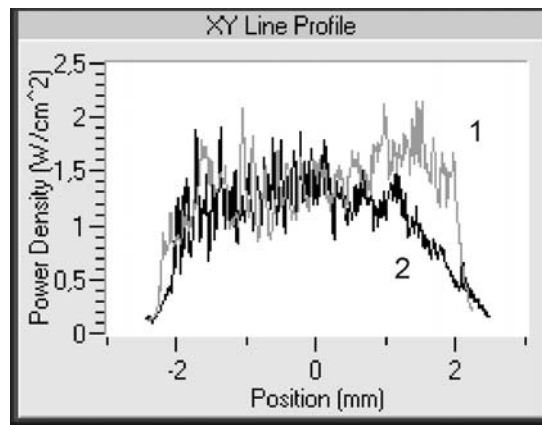
Полученные результаты

В ходе создания макета моноимпульсного лазерного излучателя проводился контроль пространственных характеристик лазерного излучения в ближней и дальней зонах, регистрировались временные диаграммы импульсов накачки и лазерной генерации, проводились измерения энергии импульсов лазерного излучения.

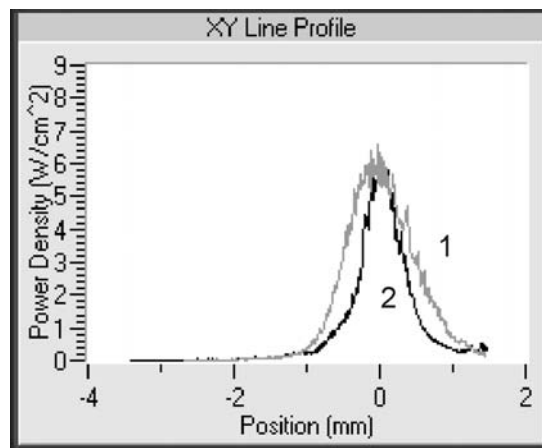
На рис. 3 приведены поперечные распределения интенсивности излучения на выходе лазера, а также распределения интенсивности в дальней зоне, полученные при помощи ПЗС-камеры BeamStar-FX-50. Поперечное распределение интенсивности в ближней зоне (рис. 3а) достаточно равномерно при отсутствии крупномасштабных неоднородностей, что, несомненно, является следствием применения в качестве выходного отражателя резонатора градиентного зеркала. Характер поперечного распределения интенсивности в дальней зоне (рис. 3б) свидетельствует о том, что угловой спектр выходного излучения в вертикальной плоскости примерно в 2 раза шире, чем в горизонтальной. Тем не менее, измерения показали, что расходимость выходного излучения не превышает 1 мрад.

В результате исследования временных и энергетических характеристик лазерного излучения были оптимизированы режимы накачки, позволяющие достичь максимальной суммарной энергии импульсов лазерного излучения в течении одного импульса накачки.

На рис. 4 приведены временные диаграммы импульса накачки совместно с импульсами лазерного излучения, полученные при помощи осциллографа Tektronix 2022. Суммарная энергия четырех моноимпульсов лазерного излучения, приходящихся на один импульс накачки длительностью 250 мкс, достигала 800 мДж при средней мощности накачки 300 Вт и частоте следования импульсов накачки 5 Гц. Длительность одного моноимпульса не превышала 6 нс. Энергия излучения на частоте второй гармоники достигала при этом 350 мДж.



a)



б)

Рис. 3. Поперечные профили распределения интенсивности лазерного излучения в ближней зоне (а), и в дальней зоне (б). 1 – вертикальная плоскость, 2 – горизонтальная плоскость

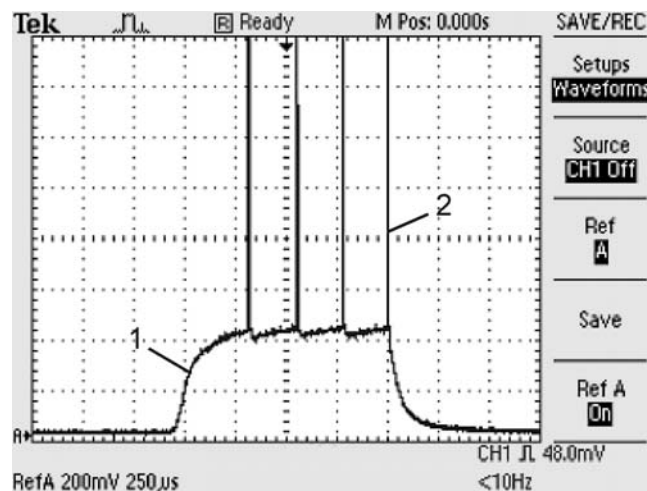


Рис. 4. Временные диаграммы импульса накачки (1) и импульсов лазерной генерации (2)

В результате проведенной работы был создан макет твердотельного лазерного излучателя со следующими параметрами.

Суммарная энергия импульсов лазера
за один импульс накачки

700 мДж

Количество импульсов лазерной генерации за один импульс накачки	4
Энергия одиночного импульса излучения 1064/532 нм	190 /100 мДж
Длительность одиночного моноимпульса	6 нс
Расходимость излучения	1 мрад
Частота следования импульсов накачки	2–5 Гц
Энергия накачки	62 Дж

По результатам проведенных исследований можно сделать вывод, что применение неустойчивых резонаторов с градиентными зеркалами, а также малогабаритных пассивных затворов позволяет создавать высокоэффективные сверхкомпактные лазерные излучатели с высокими пространственно-энергетическими характеристиками, что, несомненно, представляет интерес для многих приложений.

Литература

1. Altshuler G.B., Belashenkov N.R., Karasev V.B., Skripnik A.V., Solounin A.A. Application of ultrashort laser pulses in dentistry // Proc. of SPIE. Dental Application of Lasers. 1993. V.2080. P. 77–81.
2. Беликов А.В., Сандуленко А.В., Скрипник А.В., Ткачук А.М. Исследование абляции твердых тканей зуба человека излучением YAG:Cr,Tm,Er лазера // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21. В.2. С.11–16
3. Беликов А.В., Приходько К.В., Судьенков Ю.В., Чернавин И.И. Лазер-абразивный метод обработки твердых биотканей. Исследование эффективности разрушения эмали зуба // Оптические и лазерные технологии. – СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С.141–148.
4. Koechner W. Solid-state laser engineering. Second completely revised and updated edition. – Springer, 1988. – 604 p.
5. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. – М.: Наука, 1979. – 328 с.
6. Silvestri S.D., Laporta P., Magni V., Svelto O. Solid-state laser resonator with tapered reflectivity mirrors: The super-Gaussian approach // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. № 6. P. 1172–1177
7. S.D.Silvestri, P.Laporta, V.Magni, G.Valentini, G.Cerullo Compatible analysis of Nd:YAG unstable resonators with super-gaussian variable reflectance mirrors // Opt.Comm. 1990. V.77. № 2. P.179–184.

МИКРОСКОП-СПЕКТРОФОТОМЕТР С МАТРИЧНЫМ ФОТОПРИЕМНИКОМ

Н.Р. Белашенков, И.П. Гулов, А.И. Лопатин, А.В. Мельников

Рассмотрен вариант построения микроскопа-спектрофотометра, оснащенного матричным фотоприемником, для исследования микрообъектов и их локальных спектральных свойств. Проведен анализ характеристик микроскопа-спектрофотометра в сравнении с существующим прибором МСФУ-К производства ОАО «ЛОМО». Предложена методика анализа данных и повышения точности получаемых результатов с учетом особенностей наблюдения микрообъектов и характеристик матричного фотоприемника.

Введение

Для получения спектров пропускания и отражения микрообъектов в ряде случаев используют специальный тип микроскопов, называемых микроскопами-спектрофотометрами. Основная методика наблюдений заключается в том, что излучение с определенного участка поверхности микрообъекта направляют на вход спектрофотометрической насадки, которая регистрирует спектр. При этом микроскоп-спектрофотометр построен так, что микроскоп является основным функциональным узлом, а спектрофотометр - вспомогательным.

В настоящей статье рассматривается принципиально иной подход к построению микроскопа-спектрофотометра, когда основным узлом является спектрофотометр, а не микроскоп. При этом микроскоп является как бы «кюветным отделением», если сравнивать с классической схемой спектрофотометра, когда он расположен между источником монохроматического излучения и приемником.

В предлагаемом варианте для регистрации излучения на выходе микроскопа-спектрофотометра возможно использовать матричный фотоприемник, что позволяет получить за одно сканирование по длинам волн количество спектров, равное количеству элементов матрицы, а не единственный интегральный спектр, как в традиционных микроскопах-спектрометрах. Помимо этого, предлагаемый микроскоп-спектрофотометр позволяет получить информацию о спектре не по широкому полю, а от отдельных участков микрообъекта, размер которых зависит главным образом от разрешения матрицы (от размеров ее светочувствительных элементов) и от характеристик объектива.

Классический вариант построения микроскопа-спектрофотометра

Рассмотрим вначале принцип построения микроскопа-спектрофотометра МСФУ-К, выпускаемого ОАО «ЛОМО».

В состав микроскопа-спектрофотометра МСФУ-К входят микроскоп с комплектом объективов и окуляров и спектрофотометрическая насадка с приемником излучения (ФЭУ) [1]. Оптическая схема спектрофотометрической части МСФУ-К показана на рис. 1.

Объектив 2 формирует изображение объекта 1 в плоскости зеркальной линзы 11. Плоское зеркало 14 направляет излучение, отраженное от линзы 16, на ахроматический объектив 13, который переносит изображение исследуемого объекта в фокальную плоскость окуляра 12.

В центре каждой из шести линз 11 имеется участок круглой формы без отражающего слоя диаметром 0,1; 0,3; 0,5; 1,0; 2,0 мм, а также прямоугольной формы размером 0,05×2,5 мм. При визуальном наблюдении объекта через окуляр 12 этот участок представляет собой темное пятно и служит для выбора на поверхности исследуемого объекта участка для

фотометрирования. Излучение, попадающее на участок без отражающего слоя, проходит через линзу 11 и поступает в монохроматор.

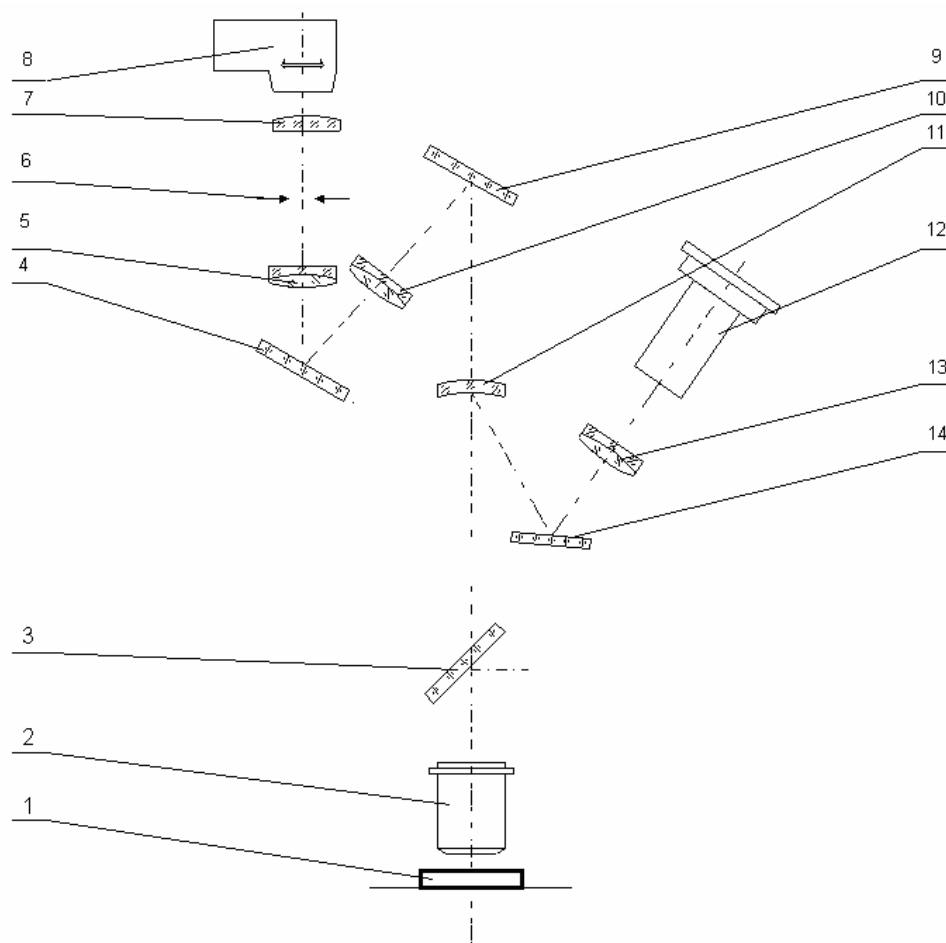


Рис. 1. Оптическая схема спектрофотометрической части прибора МСФУ-К

Плоское зеркало 9 и объектив 10 направляют поток излучения на плоскую дифракционную решетку 4 (600 штрихов на миллиметр). Отраженные от решетки дифрагированные потоки излучения фокусируются объективом 5 в плоскости выходной щели 6 монохроматора. Последовательное выделение монохроматического излучения осуществляется поворотом дифракционной решетки. Монохроматическое излучение, выходящее из щели 6, с помощью линзы 7 собирается на приемной площадке фотоприемника 8. В данной схеме в качестве приемника используется фотоэлектронный умножитель. Применение высокостабильного и высокочувствительного фотоэлектронного умножителя ФЭУ R928 фирмы HAMAMATSU (Япония) позволяет регистрировать спектры отражения в диапазоне длин волн от 380 до 800 нм, а также спектры люминесценции в диапазоне от 350 до 800 нм.

Микроскопы-спектрофотометры, аналогичные по принципу работы прибору МСФУ-К, как уже отмечалось выше, за одно сканирование монохроматора по длинам волн позволяют записать только один спектр. Полученный при этом спектр является характеристикой не отдельного малого участка объекта, размер которого позволяет разрешить объектив, а интегральной спектральной характеристикой по площади объекта. Преимуществом классического построения прибора является возможность исследовать спектры люминесценции за счет того, что спектральная приставка расположена после объектива микроскопа, и имеется возможность освещать исследуемый объект возбуждающим люминесценцию излучением.

Прибор с матричным фотоприемником

Предлагаемый вариант микроскопа-спектрофотометра включает три основных узла: монохроматор с осветителем, микроскоп и монохромную цифровую видеокамеру. Блок-схема разработанного лабораторного образца микроскопа-спектрофотометра представлена на рис. 2.

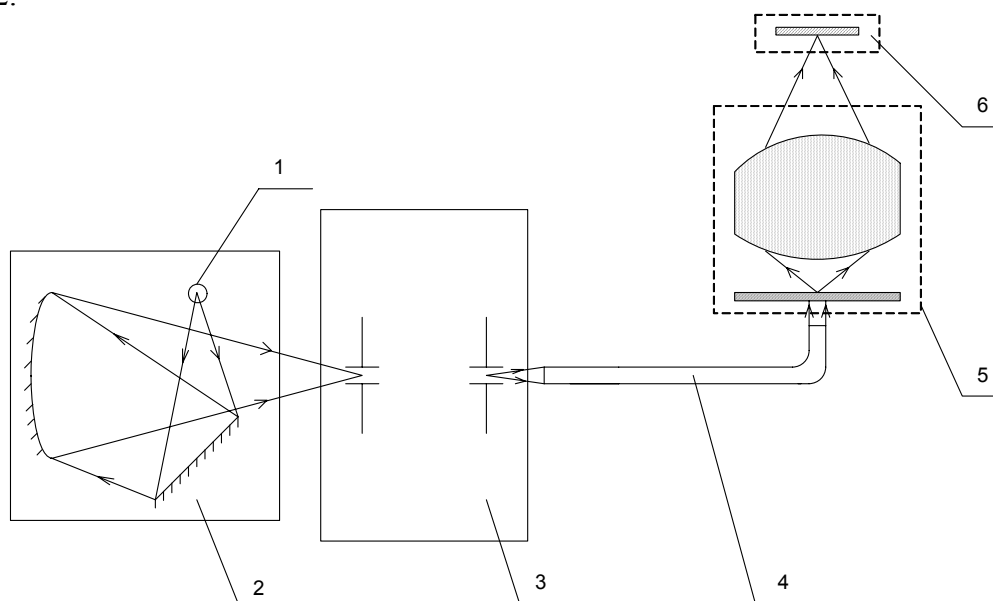


Рис.2. Оптическая схема микроскопа-спектрофотометра

Излучение от галогенной лампы 1 фокусируется зеркальным конденсором 2 на входную щель монохроматора 3. На выходе монохроматора размещен волоконный жгут 4, с помощью которого освещение направляется на исследуемый образец в микроскопе 5. При помощи объектива изображение объекта формируется в плоскости матрицы видеокамеры 6. Таким образом, прибор работает по принципу спектрофотометра, так как объект размещается между монохроматором и приемником излучения.

Лабораторный образец построен на основе серийного монохроматора МДР-206, микроскопа МИКМЕД-6 и цифровой видеокамеры с КМОП матрицей фирмы OmniVision.

Методика наблюдений аналогична работе со спектрофотометром. Вначале проводится сканирование по заданным длинам волн без образца (как известно, эта процедура в спектрофотометрии называется записью базовой линии) затем производится сканирование по тем же длинам волн, но уже с образцом, после чего выполняется операция деления результатов, полученных с образцом, на базовую линию. В результате получают оценку спектра пропускания исследуемого образца.

В созданном лабораторном образце микроскопа-спектрофотометра монохроматор и видеокамера подключены к персональному компьютеру и управляются при помощи специальной компьютерной программы.

Управление системой и синхронизация работы монохроматора и видеокамеры

Микроскоп-спектрофотометр функционирует в автоматическом режиме сканирования по длинам волн. Дискретные значения длин волн задаются требуемым спектральным диапазоном и шагом сканирования по длине волны. Видеокамера регистрирует изображения на дискретных длинах волн, выделяемых монохроматором. При работе монохроматора проявляется влияние механических вибраций, поэтому перед записью изображения необходимо установить некоторую задержку, чтобы изображение, получаемое от видеокамеры, было устойчивым.

Блок-схема, определяющая автоматизированный режим работы микроскопа-спектрофотометра, представлена на рис. 3.

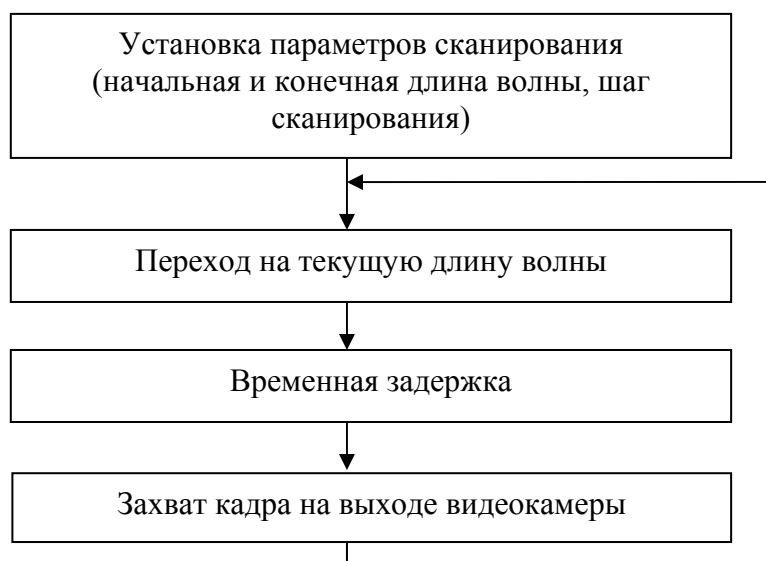


Рис.3. Алгоритм управления и синхронизации микроскопа-спектрофотометра

Рассмотренный алгоритм управления является достаточно простым, однако не позволяет проводить точные измерения, если выходной оцифрованный сигнал с матрицы имеет низкую разрядность (например, 8 бит) и, следовательно, ограниченный динамический диапазон. При этом достаточно точные измерения возможны, если выходящее из монохроматора излучение имеет равномерное спектральное распределение. Если это условие не выполняется, то точность значительно снижается. Для устранения этого недостатка реализованы рассматриваемые ниже специальные алгоритмы, которые позволяют повысить точность получаемых результатов.

Сканирование с подстройкой времени экспозиции

Время экспозиции видеокамеры (время накопления) определяет временной интервал накопления заряда в ячейках матрицы под действием освещающего излучения. С помощью этого параметра можно управлять уровнем сигнала.

При существенно неравномерном спектре излучения и ограниченной разрядности цифрового сигнала видеокамеры в ряде случаев оказывается невозможным записать базовую линию. Изменяя значение времени экспозиции для участков спектра с разной интенсивностью, можно записать базовую линию без потери точности. В режиме спектрального сканирования образца нужно изменять время экспозиции на те же значения и на тех же участках спектра, что и при записи базовой линии.

Устранения влияния темнового тока фотоприемной матрицы

Известно, что светочувствительные матрицы характеризуются значением «темнового» тока (см., например, [2]), влияние которого необходимо учитывать при малых значениях интенсивности регистрируемого излучения. При делении результатов измерения, полученных при сканировании образца, на значения базовой линии величины числителя и знаменателя включают заметную составляющую темного тока, что является источником погрешностей оценки коэффициента спектрального пропускания образца.

Для повышения точности значения темнового тока для каждого элемента матрицы вычитаются из базовой линии и измеренных результатов сканирования образца. Для

получения оценки значений темнового тока предварительно регистрируется темновое изображение матрицы при перекрытом освещающем пучке.

Компенсация неравномерности освещения по полю

Формирование освещения по полю с высокой степенью равномерности, особенно при использовании объективов малого увеличения (4-10 крат) с широким полем, представляет достаточно сложную техническую задачу. Компенсировать влияние неравномерности освещения можно с использованием компьютерной обработки, а именно, при записи базовой линии для каждого пиксела и делении результатов при сканировании образца по длинам волн на значения базовой линии для каждого пиксела.

Накопление и усреднение видеок кадров для уменьшения влияния шума матрицы

Матрица видеокамеры имеет собственные случайные шумы (тепловые, дробовые и др.), величина которых зависит от многих факторов (температуры, уровня освещенности и т.д.) [2].

Влияние составляющих шума можно уменьшить, если провести усреднение по набору видеок кадров. Для этого после установки монохроматора на заданную длину волны регистрируются несколько изображений с последующим попиксельным усреднением. Дисперсия составляющих шума, аппроксимируемых гауссовским распределением вероятности, при этом уменьшится как корень квадратный из числа усредненных видеок кадров.

Метод особенно полезен, когда при измерениях в условиях малой освещенности недостаточно максимального значения экспозиции и приходится увеличивать коэффициент усиления, и дисперсия шума возрастает прямо пропорционально увеличению коэффициента усиления.

Компьютерная программа визуализации результатов

Алгоритмы управления микроскопом-спектрофотометром и обработки данных реализованы в специальной компьютерной программе. Вид окна программы показан на рис. 4.

Основное поле графического интерфейса программы разделено на две части. Расположенная слева часть представляет изображение, синтезированное с помощью визуализации записанных спектров. В правой части отображается спектр в выбранной пользователем точке поля изображения. Совместная визуализация участка изображения и спектров в отдельных точках позволяет оценить свойства микрообъекта на выбранных участках, например, на неоднородностях микрообъекта и на границах неоднородностей, представляющих интерес для исследователей.

Заключение

Проведенные исследования лабораторного образца показали высокую эффективность предложенного варианта микроскопа-спектрофотометра. Основное преимущество прибора по сравнению с известными приборами аналогичного назначения состоит в многократном увеличении получаемой полезной информации за одно сканирование по длинам волн. Преимущество достигается на основе эффективного использования современных возможностей оптоэлектроники и компьютерных технологий.

Разработаны методы и алгоритмы, обеспечивающие повышение точности, достоверности получаемых результатов и расширяющие сферу применения предложенного варианта микроскопа-спектрофотометра в биологии, медицине, криминалистике и т.д.

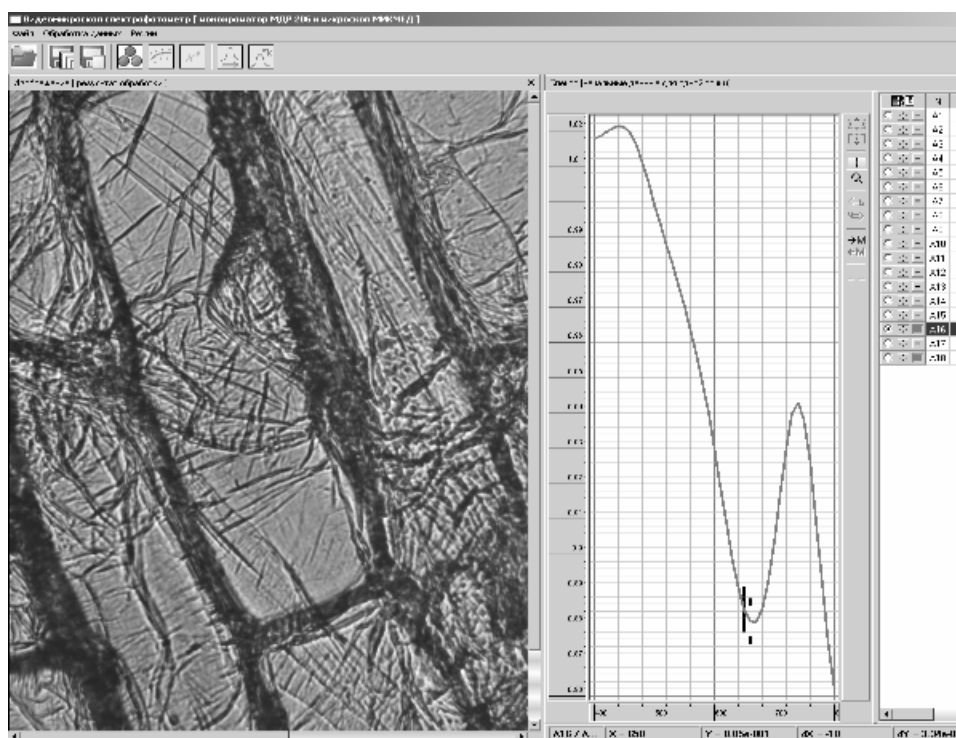


Рис.4. Внешний вид программы управления и обработки данных

Важно отметить, что лабораторный образец собран из серийно выпускаемых узлов без существенной дополнительной доработки. При проведении экспериментов установлена возможность использования в качестве составных частей микроскопа-спектрофотометра различные комбинации серийных микроскопов, монохроматоров и цифровых черно-белых камер, что обеспечивает вариативность основных характеристик прибора в зависимости от решаемой задачи в заданной области исследований.

Литература

1. Каталог и описание продукции ОАО «ЛОМО»: <http://www.lomo.ru/site/catalog/>.
2. Ишанин Г.Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1986.

МЕТОД ЦВЕТОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРООБЪЕКТОВ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

И.П. Гуров, А.И. Лопатин, А.В. Мельников

Рассматривается метод приведения спектра пропускания, записанного в ИК области, к цветовой системе координат RGB. Поскольку цветовая система RGB разработана для видимого диапазона, для спектра пропускания, записанного в ИК области, требуется дополнительная обработка, обеспечивающая визуализацию данных. Полученное цветное изображение не несет цветовую информацию об объекте. Цветовые различия показывают неоднородность спектрального состава различных участков объекта в ИК области спектра, что особенно важно, когда исследуемый объект прозрачен в видимом диапазоне и особенности его структуры неразличимы при использовании традиционных методов наблюдения.

Введение

Для получения информации о структуре и составе микрообъектов используют специальный тип микроскопов, называемых микроскопами-спектрофотометрами [1], которые позволяют реализовывать функции двух приборов одновременно: микроскопа и спектрофотометра. В качестве приемника излучения в спектрофотометрической части микроскопа-спектрофотометра может использоваться матричный фотоприемник. Полученные результаты наблюдений в микроскопе-спектрофотометре с матричным фотоприемником (далее - видеомикроскоп-спектрофотометр) можно использовать не только для анализа спектров, но и для визуализации свойств микрообъектов в широком спектральном диапазоне при приведении спектра к трехцветной системе RGB.

В настоящей статье рассмотрены основные особенности преобразования спектра к трехцветной системе RGB и обработки данных, зарегистрированных в различных спектральных интервалах, для обеспечения их визуализации. Представлены результаты использования разработанных методик визуализации спектров пропускания, записанных в ближней ИК области, для их представления в цветовой системе RGB с наглядным отображением особенностей структуры микрообъектов.

Приведение ИК-спектра к трехцветной системе RGB

Цветовые ощущения человеческого глаза зависят от спектрального состава излучения. Поскольку каждая цветовая координата (R, G и B) трехцветной системы RGB характеризует определенный участок видимого диапазона спектра шириной примерно 100 нм, то эти координаты можно рассматривать как три точки в спектре [2].

На рис. 1 показаны кривые видности цветовой системы RGB, они устанавливают зависимость между интенсивностью излучения на различных длинах волн и соответствующими координатами цветовой системы RGB. Для расчета координат системы RGB из данных спектра необходимо вычислить интеграл по длинам волн от произведения спектра и кривой видности для соответствующей координаты [3]. Учитывая, что спектр и кривые видности при вычислениях представляются в дискретном виде, интегрирование должно быть заменено на суммирование, и расчет выполняется при использовании следующих формул:

$$R = \sum R_{\lambda}(\lambda)S(\lambda), G = \sum G_{\lambda}(\lambda)S(\lambda), B = \sum B_{\lambda}(\lambda)S(\lambda), \quad (1)$$

где $S(\lambda)$ - спектр излучения, $R_{\lambda}(\lambda), G_{\lambda}(\lambda), B_{\lambda}(\lambda)$ - кривые видности RGB (см. рис. 1).

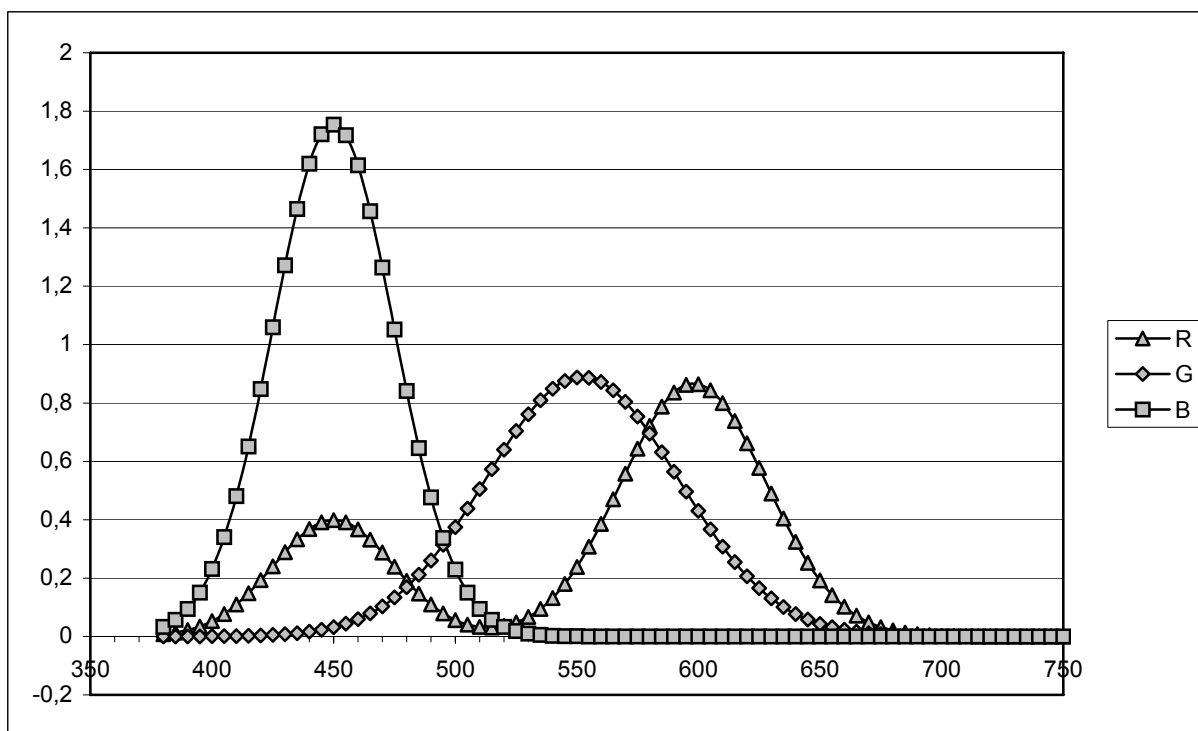


Рис. 1 Кривые видности RGB

Для корректной цветовой визуализации необходимо, чтобы спектр был записан во всем видимом диапазоне от 360 до 760 нм. Если спектр записан так, что не перекрывает весь видимый диапазон или записан не в видимом диапазоне, а например, в инфракрасном, то необходимо выполнить дополнительную обработку спектра перед его визуализацией в системе RGB.

Методы и алгоритмы обработки спектров

Полученные с помощью микроскопа – спектрофотометра спектры представляют собой последовательность значений коэффициентов пропускания, соответствующих определенным длинам волн. При визуализации спектра, которую можно интерпретировать как приведение спектра к видимому диапазону или к цвету, т. е. «окрашиванию» особенностей спектра, можно применить метод сдвига по длинам волн. Метод заключается в том, что начальная длина волны исходного спектра смещается на заданную величину. Например, если необходимо визуализировать спектр, записанный в диапазоне от 800 до 1200 нм, который не соответствует видимому диапазону, можно применить метод сдвига по длинам волн со значением смещения равным -400 нм. При этом формируется спектр от 400 до 800 нм, который возможно визуализировать.

Метод сдвига спектра иллюстрируется на рис. 2. Сплошной линией показан спектр до сдвига, а пунктирной - после сдвига.

Видимый диапазон, как известно, имеет ширину примерно 400 нм, поэтому для наглядного представления особенностей спектра при визуализации необходимо ширину спектра регистрируемого излучения соотнести со значением 400 нм с помощью метода масштабирования спектра.

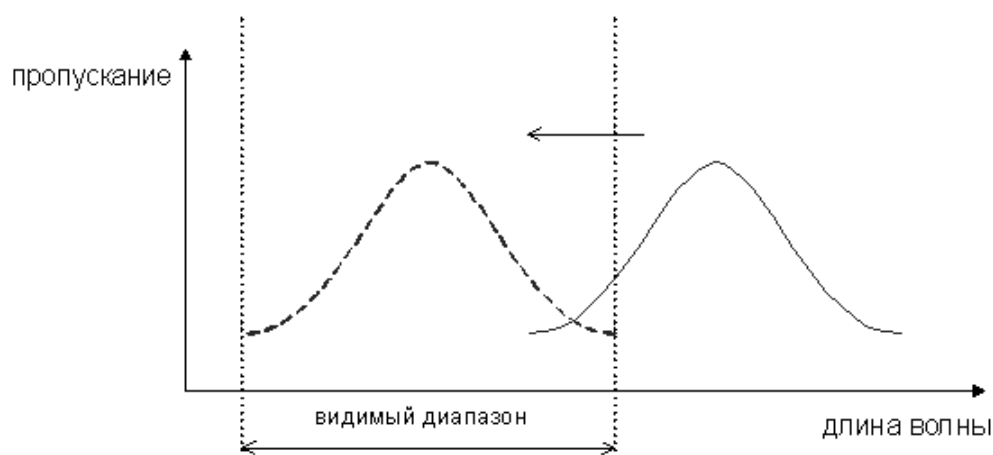


Рис. 2. Метод сдвига по длинам волн

Метод масштабирования заключается в следующем. Спектр регистрируется на дискретных длинах волн с заданным шагом, причем количество шагов также известно заранее. Изменяя величину шага при визуализации, можно привести ширину спектра к необходимой.

Операция масштабирования иллюстрируется на рис. 3. Сплошной линией показан спектр до обработки, пунктирной - после обработки.

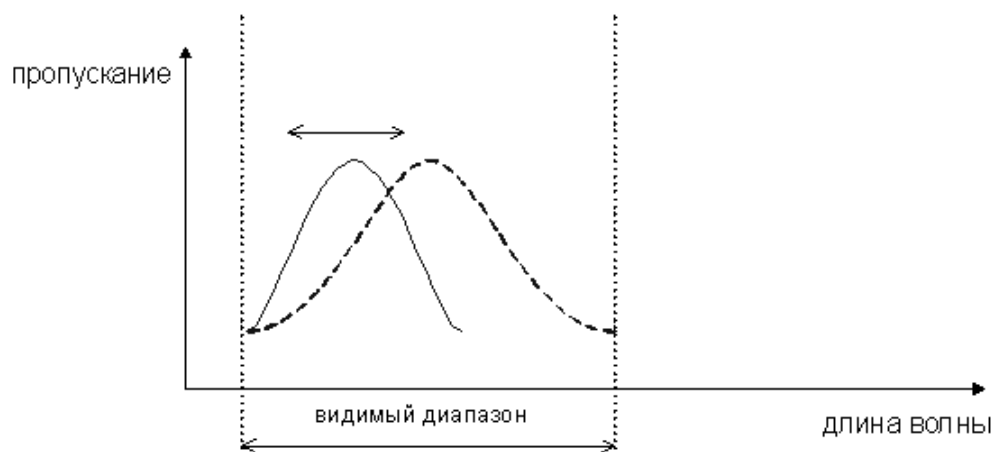


Рис.3. Метод масштабирования по длинам волн

Пусть, например, после операции сдвига получен спектр в диапазоне от 400 до 600 нм (ширина спектра 200 нм) с шагом 10 нм. Применяя метод масштабирования, можно переопределить шаг спектра с 10 нм на 20 нм, при этом обеспечивается визуализация в диапазоне спектра от 400 нм до 800 нм.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Разработанные процедуры визуализации спектров, записанных в ИК области, были реализованы в форме компьютерных алгоритмов и встроены в программу обработки данных видеомикроскопа-спектрофотометра.

Запись спектров в ИК области была проведена для неокрашенного препарата биоткани печени, особенности которого слабо различимы в видимом диапазоне длин волн. Спектр пропускания исследуемого препарата в видимой области не имеет никаких особенностей, поскольку коэффициент пропускания имеет равномерное

распределение по длинам волн. Методами контрастирования можно добиться лишь заметности некоторых морфологических отличий, но получить цветовые отличия, а, следовательно, выделить особенности состава вещества препарата практически невозможно. Для сравнения полученных результатов была проведена запись изображения этого же препарата в видимой области.

На рис. 4 представлен пример изображения, которое получено при записи в видимой области спектра (вид спектра пропускания для произвольной точки показан на рис. 5).

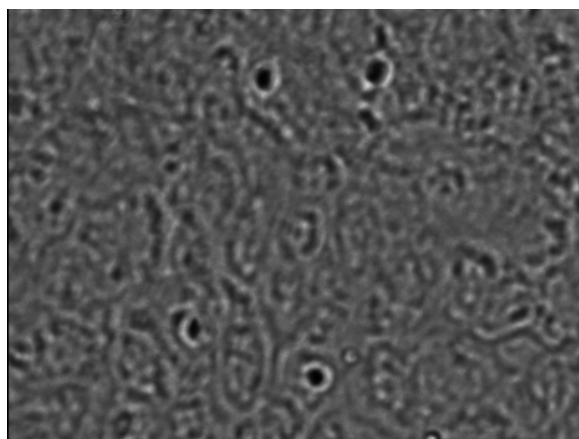


Рис. 4. Изображение препарата в видимой области спектра

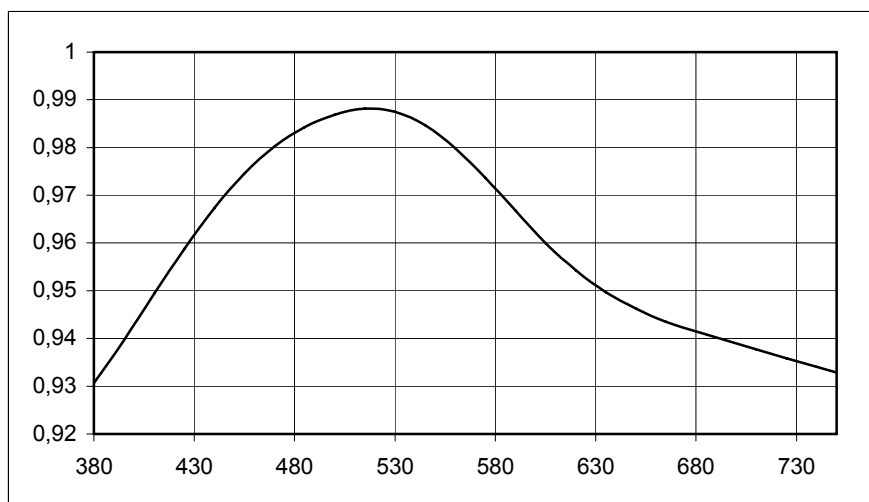


Рис. 5. Спектр пропускания в произвольной точке препарата, записанный в видимом диапазоне

Изображение рис. 4 не содержит никаких цветовых различий, поскольку спектр пропускания, показанный на рис. 5, практически одинаков для всех точек препарата.

Эксперименты показали, что спектры пропускания препарата, записанные в ИК области, имеют особенности, которые позволяют определить, что препарат является неоднородным по составу. Применяв описанные выше преобразования сдвига и масштабирования спектров, удалось получить изображение, имеющее цветовые различия и, следовательно, появилась возможность судить о неоднородностях состава препарата.

На рис. 6 показано изображение, записанное в ИК области от 700 до 1100 нм и смещенное в видимую область на 300 нм.

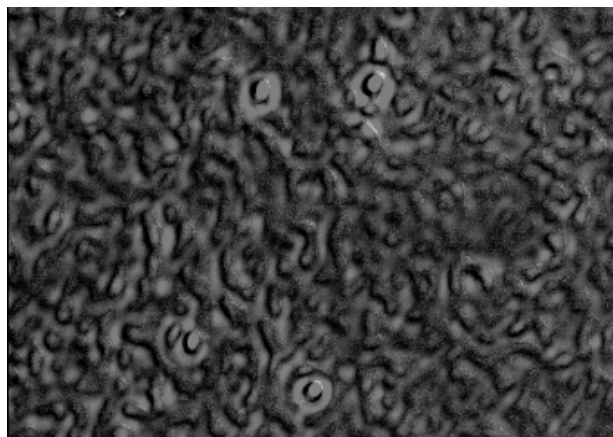


Рис. 6. Результат визуализации данных, полученных в ИК области

В изображении рис. 6 имеются существенные цветовые отличия вследствие различного спектрального пропускания соответствующих участков препарата. Несмотря на представление изображения на рис. 6 полутонами серого оттенка, явно заметны его отличия от рис. 4.

На рис.7 показаны спектры пропускания для двух окрашенных точек препарата (в красный и голубой цвета).

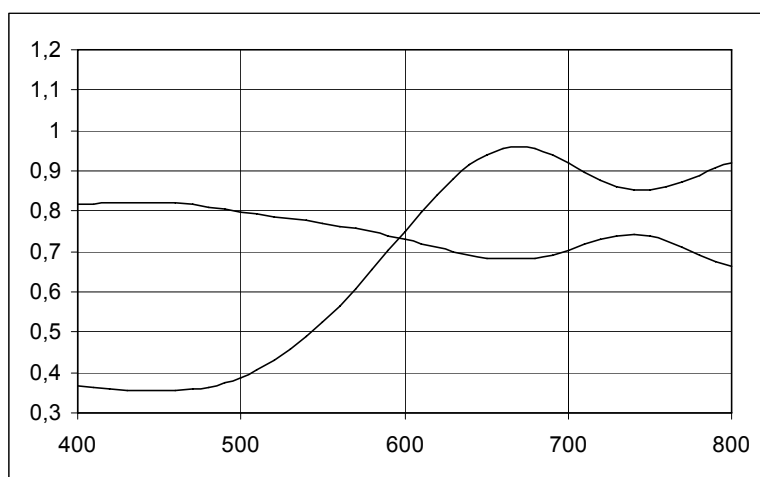


Рис.7. Спектры пропускания для двух окрашенных точек, записанные в ИК диапазоне и смещенные в видимую область

Поскольку препарат имеет особенности в спектре пропускания в ИК области, можно выделить эти отличия свойств препарата для визуального наблюдения в цветовом представлении с последующей количественной оценкой при совместной обработке изображений, зарегистрированных в видимом и ИК диапазонах спектра, что обеспечивает получение дополнительной информации о свойствах исследуемого препарата.

Заключение

Сдвиг и масштабирование спектров пропускания, записанных в ИК области на видеомикроскопе-спектрофотометре, обеспечивают наглядную визуализацию данных в

видимом диапазоне спектра. Проведенные экспериментальные исследования показали эффективность цветового представления данных, полученных в ИК области, при исследованиях микрообъектов, которые не имеют цветовых особенностей при использовании традиционных методов наблюдения в видимой области. К таким объектам относятся, в частности, многие микрообъекты (в частности, биоткани и препараты), имеющие равномерно распределенный коэффициент пропускания в видимом диапазоне спектра, но содержащие особенности пропускания в инфракрасной области.

При использовании преобразований сдвига и масштабирования спектров результат существенно зависит от параметров этих преобразований. При использовании фиксированных параметров преобразований применительно к однородным классам исследуемых препаратов обеспечивается получение объективных количественных данных сравнения различных образцов препаратов заданного класса.

Цветовое представление данных, полученных в ИК области спектра, весьма полезно при интерактивном режиме обработки данных, когда оператор быстро обнаруживает интересующие неоднородности исследуемого образца для последующего количественного анализа при компьютерной обработке видеоспектрометрических данных.

Литература

1. Белашенков Н.Р., Гуров И.П., Лопатин А.И., Мельников А.В. Микроскоп-спектрофотометр с матричным фотоприемником. См. настоящий сборник. С. 260-266.
2. Белашенков Н.Р., Гуров И.П., Лопатин А.И., Мельников А.В., Никифоров В.О. Осветительная система для микроскопа с регулируемой цветовой температурой излучения // Изв. Вузов. Приборостроение. 2006. Т.49, №10. С.67-70.
3. Толкова Е.И., Чернышев А. В. Рационалистическая модель механизма цветоразличения человека// Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 89, № 4. С. 647-651.

ЦВЕТОВОЕ КОНТРАСТИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРООБЪЕКТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДИФИКАЦИЙ СПЕКТРА

А.И. Лопатин, А.В. Мельников

Рассмотрен метод цветового контрастирования изображений, записанных с помощью видеомикроскопа-спектрофотометра и модифицированных в целях визуализации спектров. Предлагаемый метод цветового контрастирования основан на возможности увеличения эффективной толщины препаратов микрообъектов методами компьютерной обработки спектров пропускания вещества.

Введение

Исследуемые в микроскопии препараты во многих случаях имеют малую толщину, и следовательно, малые коэффициенты поглощения. Получаемые изображения при визуализации спектров, записанных с помощью видеомикроскопа-спектрофотометра [1], часто имеют недостаточный контраст для детального исследования микрообъектов, поэтому требуется цветовое контрастирование изображений. Методы цветового контрастирования обычно выполняются над изображениями, записанными в формате RGB. В случае если изображение получено в результате приведения спектра к цветовой системе RGB, появляется возможность повышения контраста при использовании предварительной обработки спектров перед приведением их к системе RGB. В настоящей статье рассмотрен эффективный метод модификации спектра для повышения цветового контраста изображений.

Теоретические основы метода

Если в измеренном спектре имеются слабовыраженные особенности, то, как упоминалось выше, это приводит к малому контрасту изображения после приведения спектра к цветовой системе RGB. Увеличить контраст можно двумя способами: либо увеличить толщину объекта и тем самым увеличить коэффициент поглощения, что приведет к усилению особенностей в измеряемом спектре, либо выполнить компьютерную обработку полученных экспериментальных данных.

Как известно, зависимость между толщиной оптически прозрачного вещества и его пропусканием устанавливает закон Бугера-Ламберта-Бэра

$$I(z) = I_0 \exp(-az), \quad (1)$$

где a – коэффициент поглощения, z – оптическая длина пути.

Из (1) следует, что увеличению в n раз оптической длины пути (увеличению в n раз эффективной толщины исследуемого образца) соответствует операция возведения в степень коэффициента пропускания. Таким образом, если необходимо увеличить эффективную толщину исследуемого микрообъекта, то достаточно возвести его спектр пропускания в степень, в результате чего после приведения спектра к системе RGB получим изображение микрообъекта с увеличенным цветовым контрастом.

Результат возведения спектра в степень проиллюстрирован на рис. 1. Кривой 1 соответствует исходный спектр, который имеет близкое к равномерному распределение коэффициента пропускания по длинам волн, кривые 2 и 3 представляют этот же спектр, но возведенный в 8-ю и 16-ю степень соответственно.

Если две точки на микрообъекте имеют в спектре пропускания слабо выраженные различия, то после визуализации эти отличия на цвет практически не повлияют, и изображение будет казаться монотонно серым, без цветового контраста. После возведения спектра в степень даже самые незначительные особенности спектра станут

явно выраженными, и тогда эти две точки окрасятся в различные цвета, и, таким образом, повышается цветовой контраст полученного изображения.

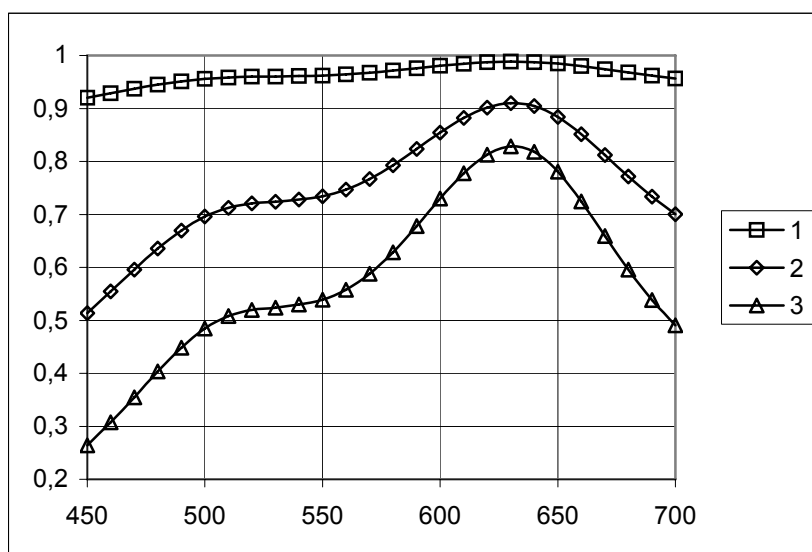


Рис.1. Пример преобразования спектра при возведении в степень

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты были получены при измерении спектра пропускания неокрашенного препарата печени. На рис.2 представлен пример визуализации спектра пропускания препарата с цветовым контрастированием и без него.

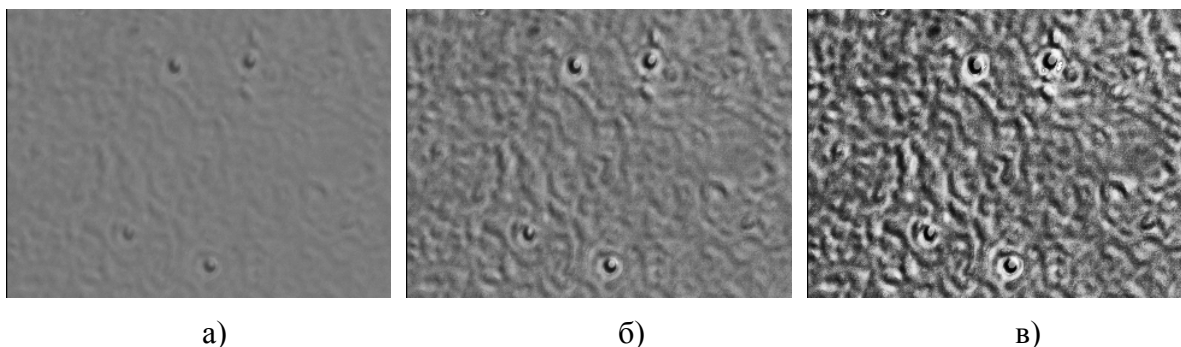


Рис.2. Результат визуализации спектра пропускания препарата печени без цветового контрастирования (а) и с цветовым контрастированием при возведении спектра в 4-ю степень (б) и 8-ю степень (в)

Из сравнения рис. 2, а-в, видно, что возведение спектра в степень позволяет визуализировать детали изображения, мало различимые в исходном изображении.

Следует отметить, что цветовое контрастирование позволяет не только «окрасить» особенности спектра, когда появляется возможность судить о различном составе разных участков микрообъекта, но также обеспечивает более детальный морфологический анализ микрообъектов, так как границы неоднородных участков становятся более резкими.

Цветовое контрастирование полезно также в ситуациях, когда нет возможности выполнить окраску микрообъекта или она нежелательна для изучения микрообъекта.

Метод может применяться в комбинации с визуализацией спектров, записанных в инфракрасной области, не только для качественного анализа состава микрообъектов, но и для количественного анализа.

Если все точки микрообъекта имеют одинаковые особенности в спектре пропускания, то в этом случае цветовое контрастирование обеспечивает повышение контраста без усиления цветовых отличий изображения, полученного в результате визуализации (см. рис. 3).

Рис. 3. Результат визуализации спектра пропускания препарата печени в видимой области без цветового контрастирования (а) и с цветовым контрастированием при возведении спектра в 4-ю степень (б)

Заключение

Литература

1. Белашенков Н.Р., Гуров И.П., Лопатин А.И., Мельников А.В. Микроскоп-спектрофотометр с матричным фотоприемником. См. настоящий сборник. С. 260-266.
2. Ивенс Р. М. Введение в теорию цвета. М., 1964.
3. Кривошеев М.И., Кустарев А.К. Цветовые измерения. М., 1990.

НЕЛИНЕЙНАЯ СТОХАСТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛОВ В ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ С ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ

М.А. Волинский, И.П. Гуров, А.С. Захаров

Предложены модели интерференционных сигналов малой когерентности, получаемых при анализе многослойных сред. Исследованы характеристики разрешающей способности метода нелинейной дискретной фильтрации Калмана применительно к интерференционным сигналам в оптической когерентной томографии. Проведено сравнение результатов, полученных с использованием различных моделей сигналов.

Введение

Бесконтактные методы неразрушающего контроля объектов имеют большое значение при решении многих научно-технических задач. Методы оптической когерентной томографии (ОКТ) обеспечивают наиболее высокое разрешение по сравнению с другими известными методами томографии и получили широкое распространение в биомедицинских исследованиях, исследованиях микроструктуры различных материалов и в других областях.

Метод ОКТ основан на формировании интерферометрических сигналов малой когерентности, которые содержат полезную информацию о свойствах исследуемых случайно-неоднородных сред. Для извлечения полезной информации требуются быстродействующие помехоустойчивые методы и алгоритмы обработки сигналов ОКТ.

Обработка сигналов основывается на использовании априорной информации о свойствах полезной составляющей сигнала и помех [1]. Эту информацию можно представить в виде математической модели, учитывающей особенности процесса формирования сигналов. При описании и анализе интерферометрических сигналов в ОКТ особый интерес представляет использование стохастических моделей и методов стохастической дискретной фильтрации параметров сигналов ОКТ. В частности, для решения поставленных задач оптимальным методом фильтрации (квазиоптимальным в нелинейном случае) является метод Калмана-Бьюси [2, 3].

В работе рассматриваются модели интерференционных сигналов малой когерентности, получаемые при исследованиях многослойных сред, и результаты обработки интерферометрических сигналов с применением расширенного фильтра Калмана.

Стохастические модели исследуемой среды и интерферометрических сигналов

При рассмотрении двумерного сечения неоднородной среды каждая граница двух слоев среды может быть представлена в виде функции $z_i(x)$. Изменение рельефа каждого слоя можно представить как решение нестационарного уравнения Ланжевена [4, 5]:

$$\frac{dz_i(x)}{dx} = -\alpha z_i(x) + w_i(x), \quad (1)$$

где $w_i(x)$ – формирующий шум, i – номер слоя исследуемой структуры (слои считаются изотропными). Постоянная α задает динамику случайного изменения высоты рельефа слоя. Функция $w_i(x)$ такова, что $\langle w_j(x) \rangle = 0$ и $\langle w_j(x) w_k(x') \rangle = (G_j / 2) \delta_{jk} \delta(x - x')$, где G_j – спектральная плотность j -ой компоненты формирующего шума, δ_{jk} – символ Кронекера, $\delta(x - x')$ – дельта-функция Дирака.

Для каждой точки поверхности проведено моделирование интерференционного сигнала, получаемого в соответствующей точке плоскости наблюдения при изменении положения опорного отражателя в интерферометре малой когерентности в форме

$$s(x, z) = s_0(x, z) + s_m(x, z) \cos(\Phi(z) + \delta\varphi(z)) + n(x, z), \quad (2)$$

где $s_0(x, z)$ – фоновая составляющая сигнала, $s_m(x, z)$ – огибающая, z – координата по глубине слоя, $\Phi(z)$ – фаза сигнала, $\delta\varphi(z)$ – равномерно распределенный фазовый шум, вызванный неравномерностью движения опорного отражателя, $n(x, z)$ – случайный белый гауссовский шум наблюдения [5]. Фаза сигнала равна

$$\Phi(z) = 2\pi f_0 z + \varphi, \quad (3)$$

где f_0 – несущая частота, которой соответствует центральная длина волны $\langle \lambda \rangle = c / f_0$, φ – начальная фаза. Огибающую целесообразно определить в виде суммы гауссовых кривых

$$s_m(x, z) = \sum_i A_i \exp \left[-\frac{(z - z_i(x))^2}{\sigma^2} \right], \quad (4)$$

где A_i – постоянные, σ – параметр, зависящий от свойств источника излучения и имеющий смысл длины когерентности [4, 6]. Коэффициенты A_i учитывают эффекты, связанные с отражением от исследуемого слоя и от предыдущих слоев, а также поглощение в слоях.

Полагая процесс излучения стационарным и эргодическим, можно использовать теорему Винера-Хинчина, согласно которой корреляционная функция является преобразованием Фурье спектральной плотности мощности процесса. В свою очередь, преобразованием Фурье функции гауссовой формы, как известно, является функция такой же формы. В работе [7] показано, что в случае источника с гауссовым спектром гауссова огибающая интерференционного сигнала имеет полуширину, примерно равную длине когерентности излучения источника.

При дискретном перемещении опорного отражателя «текущая» координата $z = k\Delta z$, где k – номер дискретного отсчета сигнала, Δz – шаг смещения опорного отражателя. При этом модель сигнала определяется формулой

$$s(x, k) = s_0(x, z) + s_m(x, k) \cos(2\pi f k \Delta z + \varphi + \delta\varphi(z)) + n(x, k), \quad (5)$$

где дискретная последовательность значений амплитуды сигнала имеет вид

$$s_m(x, k) = \sum_i A_i \exp \left[-\frac{(k\Delta z - z_i(x))^2}{\sigma^2} \right]. \quad (6)$$

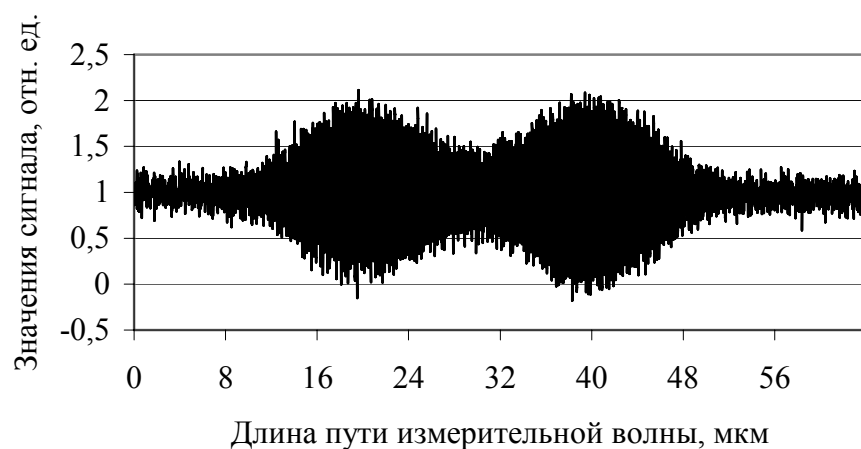
Для исследования характеристик метода дискретной фильтрации Калмана были смоделированы интерференционные сигналы двух типов: с одним максимумом и сигналы, полученные при отражении измерительной волны от двуслойной среды как простейшего примера многослойной, т.е. сигналы с двумя истинными максимумами. Ко всем сигналам добавлялись фоновая составляющая и случайные флуктуации фазы, вызываемые вибрациями опорного отражателя при перемещении и погрешностью перемещений.

При моделировании сигналов использовались следующие параметры: центральная длина волны 0,8 мкм, шаг смещения опорного отражателя $\Delta z = 0,016$ мкм, шаг дискретизации в боковом направлении $\Delta x = 1$ мкм, длина когерентности излучения источника 6 мкм.

Примеры сигналов представлены на рис. 1.



а)



б)

Рис. 1. Примеры исходных интерференционных сигналов с фоновой составляющей (а – с одним максимумом; б – с двумя максимумами)

Пример отклонений фазы от линейного закона, распределенных по равновероятному закону, показан на рис. 2. При моделировании флуктуации фазы составляли от 0 до 0,5 рад.



Рис. 2. Флуктуации фазы сигнала

При обработке сигналов необходимо устранение шумов для корректного определения положений максимумов огибающей сигналов. Ниже рассматриваются особенно-

сти использования нелинейной фильтрации Калмана для обработки интерферометрических сигналов.

Алгоритм дискретной нелинейной фильтрации Калмана

Дискретный линейный фильтр Калмана рассмотрен, например, в работах [2–4, 8]. Приведем основные соотношения, определяющие алгоритм нелинейной обработки интерферометрических сигналов в рассматриваемом случае.

Для дискретного нелинейного фильтра Калмана уравнение наблюдения имеет вид:

$$\mathbf{s}(k) = \mathbf{h}(\boldsymbol{\theta}(k)) + \mathbf{n}(k), \quad (7)$$

где $\mathbf{h}(\boldsymbol{\theta}(k))$ – полезная составляющая векторного сигнала, $\mathbf{n}(k)$ – шум наблюдения. Уравнение системы определяется в форме

$$\boldsymbol{\theta}(k+1) = \boldsymbol{\theta}(k) + \mathbf{f}(\boldsymbol{\theta}(k))\Delta z + \mathbf{w}(k), \quad (8)$$

где $\boldsymbol{\theta}(k)$ – предыдущее состояние системы, $\mathbf{w}(k)$ – шум системы, Δz – шаг дискретизации. Функция $\mathbf{f}(\boldsymbol{\theta}(k))$ описывает эволюцию системы. Алгоритм нелинейной фильтрации рассмотрен более подробно в [4, 9].

Максимум огибающей интерференционного сигнала можно выделить, включив в вектор параметров амплитуду и фазу сигнала. При этом вектор параметров примет вид:

$$\boldsymbol{\theta} = [s_0, s_m, \Phi]^T. \quad (9)$$

Функция наблюдения представляется как

$$\mathbf{h}(\boldsymbol{\theta}) = s_0 + s_m \cos(\Phi). \quad (10)$$

Матрица перехода $\mathbf{B}$ для вектора параметров (9) в простейшем случае определяется как

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

В качестве компонента вектора параметров возможно использование непосредственно положения максимума огибающей. Функция $z(x)$ была включена в вектор параметров, например, в работе [10], при этом функция наблюдения имела вид:

$$\mathbf{h}(\boldsymbol{\theta}) = s_0 + A \exp[-(k\Delta z - z(x))^2/\sigma^2] \cos(\Phi), \quad (12)$$

где k – номер дискретного отсчета, Δz – шаг дискретизации, однако использование такого вектора параметров не было достаточно исследовано. Ниже приводятся результаты использования вектора параметров вида

$$\boldsymbol{\theta} = [s_0, \Phi, A, \sigma, z]^T. \quad (13)$$

Отметим, что параметры A и σ при фильтрации практически не корректируются ввиду того, что в реальных интерферометрических системах они квазиконстантны.

Аналогично (11), матрица перехода $\mathbf{B}$ для вектора параметров (13) в простейшем случае определяется как

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что значение фазы сигнала на шаге $k+1$ предсказывается как значение фазы на шаге k , при этом поправка на $2\pi f_0 \Delta k$ не производится.

Ниже представлены результаты восстановления параметров интерференционных сигналов с применением моделей (9)–(11) и (12)–(14), соответственно.

Анализ полученных результатов

На рис. 3 представлены исходный сигнал без фоновой составляющей и результат восстановления огибающей сигнала с применением модели (9)–(11).

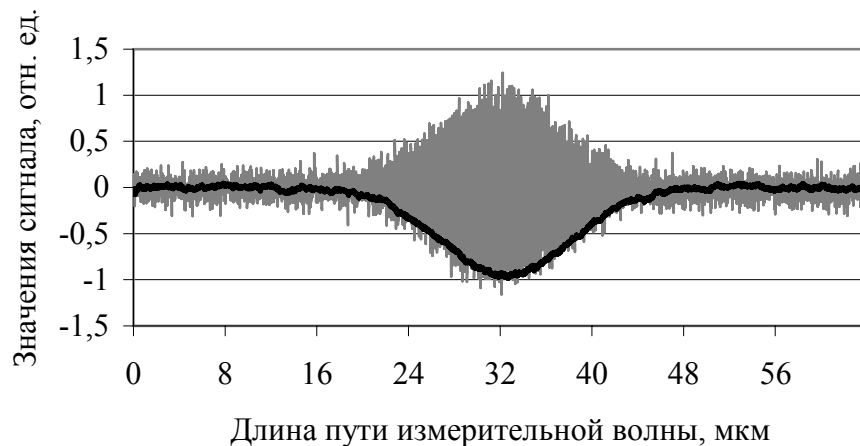


Рис. 3. Интерференционный сигнал в условиях шума и оценка огибающей

Среднее квадратическое отклонение (СКО) оценки положения максимума составило 0,5 мкм.

Рассмотрим результаты, получаемые при использовании вектора параметров, включающего непосредственно координату максимума огибающей, т.е. координату по глубине исследуемого слоя.

На рис. 4 показана оценка глубины расположения исследуемого слоя, полученная при обработке сигнала рис. 3 с максимумом в точке 32 мкм.



Рис. 4. Оценка положения максимума огибающей интерференционного сигнала

Видно, что преимущество использованного подхода заключается в возможности предсказания положения максимума огибающей раньше его фактического появления (для рассматриваемого примера в точке 20 мкм), которое обеспечивается использованием заданной модели гауссовской огибающей и априорной информации о длине когерентности излучения источника.

Из рис. 4 видно, что оценка положения максимума имеет участки с относительно стабильным отклонением оценки от среднего значения на участке. Установив некоторый критерий, согласно которому такие «полочки» можно считать областью между границами отражающих слоев образца, можно выделить координаты границ слоев среды. Следует отметить, что при таком рассмотрении число слоев динамически опреде-

ляется в процессе фильтрации и не требует учета в модели. В эксперименте для идентификации границ отражающих слоев использовались следующие критерии: минимальная длина «полочки» и максимально возможное отклонение от среднего значения оценки в рамках указанного квазиоднородного участка. Выбор конкретных значений этих параметров определяется требованиями к разрешающей способности метода, длиной когерентности излучения источника и априорной информацией (при ее наличии) о структуре исследуемой среды.

На рис. 5 показана оценка глубины расположения исследуемого слоя, полученная при обработке сигнала с двумя максимумами в точках 30 и 40 мкм соответственно. При минимальной длине квазистабильного участка 6 мкм и максимально допустимом отклонении от среднего значения оценки в рамках одного участка, равном 2 мкм, ошибка определения глубины слоев составила 0,94 мкм и 1,30 мкм для первого и второго слоев, соответственно.

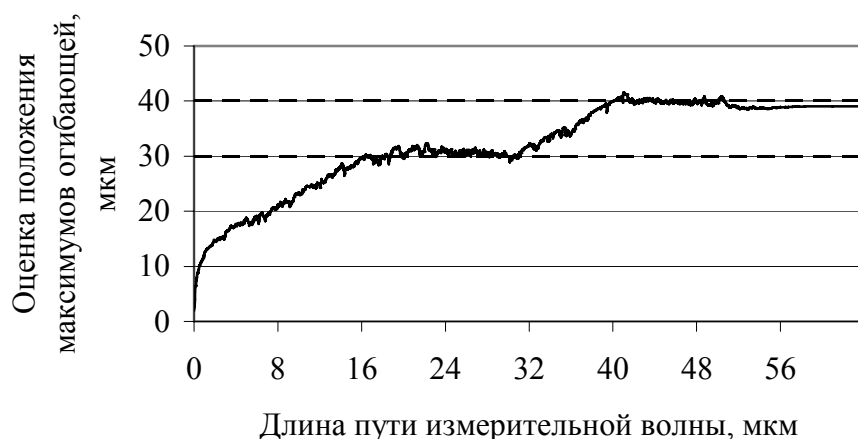


Рис. 5. Оценка положений максимумов огибающей интерференционного сигнала

Отметим, что для сигнала с одним максимумом (рис. 4) ошибка оценки слоя составила примерно 0,7 мкм.

При описанном подходе СКО оценки толщины слоев исследуемой структуры, усредненное по всем точкам, составило 3,3% в то время как при использовании модели (9) – (11) СКО оценки той же структуры составило 2,7%.

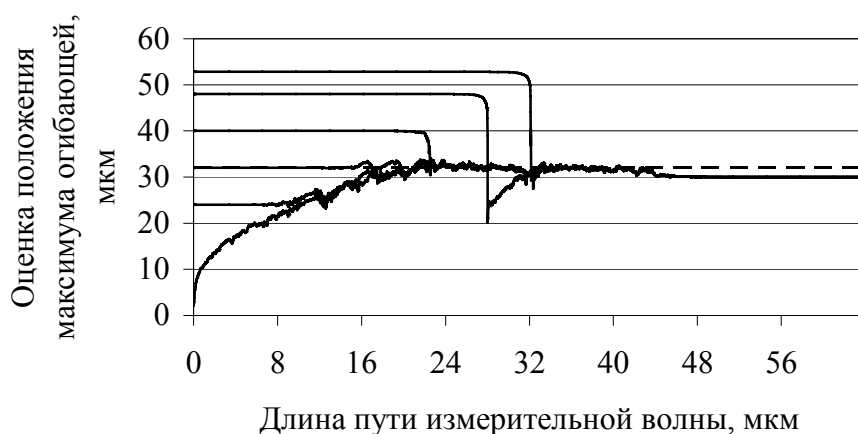


Рис. 6. Оценка положения максимума огибающей интерференционного сигнала с использованием различных начальных условий для положения максимума

На рис. 6 приведены оценки максимума огибающей сигнала, полученные с использованием различной априорной информации о положении максимума для случаев,

когда в начале фильтрации априорное положение максимума предполагалось равным 0, 24, 32, 40, 48 и 53 мкм.

Из рис. 6 видно, что быстрота обнаружения максимума зависит от выбора начальных условий. Если заданное начальное значение положения максимума огибающей не превосходит истинного значения положения максимума, то коррекция оценки положения максимума начинается с первых точек сигнала. Если априорная оценка положения максимума превышает истинное значение, то коррекция оценки начинается с тех точек, где ожидается появление полезного сигнала. При этом на первых точках коррекция не происходит, что выражается в наличии плоских начальных участков кривых (рис. 6).

Заключение

В реальных интерферометрических системах движение опорного отражателя вносит фазовые отклонения, коррекция которых невозможна при линейной фильтрации. При использовании метода дискретной нелинейной фильтрации Калмана одновременная коррекция фазы и амплитуды сигнала позволяет повысить эффективность фильтрации.

Проведенные исследования показали, что с точки зрения наименьшей ошибки, предпочтительно использовать в качестве восстанавливаемых параметров фазу и амплитуду интерференционного сигнала. Преимущество использования в векторе параметров положения максимума огибающей сигнала состоит в возможности упреждающей оценки положения максимума и отсутствии в модели требований к априорной информации о количестве слоев исследуемой среды. Критерии, устанавливаемые для обнаружения границ слоев, вносят ограничения на разрешающую способность метода.

Использование метода дискретной нелинейной фильтрации Калмана дает более точные результаты при меньшей вычислительной сложности по сравнению с другими методами и обеспечивает возможность динамической обработки интерферометрических сигналов.

Литература

1. Васильев В.Н., Гуров И.П. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб: БХВ-Санкт-Петербург, 1998.
2. Kalman R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems //Trans. ASME, J. Basic Eng. 1960. V. 82. P. 35-45.
3. Балакришнан А.В. Теория фильтрации Калмана. М.: Мир, 1988.
4. Захаров А.С. Нелинейный анализ стохастических параметров интерференционных систем. Диссертация кандидата технических наук. СПб: СПбГУ ИТМО. 2005.
5. Tuzlukov V.P. Signal Detection Theory. Boston: Birkhauser, 2001.
6. Коломийцов Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. Л.: Машиностроение, 1976.
7. Гуров И.П. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы. //В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики /Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова, СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 6-30.
8. Справочник по прикладной статистике / под ред. Э. Ллойда, У. Лидермана. М.: Финансы и статистика. 1989. Т. 2. С. 421-470.
9. Alarousu E., Gurov I., Hast J., Myllyla R., Zakharov A. Optical coherence tomography of multilayer tissue based on the dynamical stochastic fringe processing. //Proc. SPIE. 2003. V. 5149. P. 13-20.
10. Gurov I., Sheynihovich D. Interferometric data analysis based on Markov non-linear filtering methodology //J. Opt. Soc. Am. A. 2000. V.17. P. 21-27.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ МЕТОДАМИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ И ТЕНЕВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

М.А. Таратин, И.П. Гуров

Проведен анализ недостатков визуализации изображений в оптической когерентной томографии (ОКТ) и предложены методы повышения наглядности томограмм. Приведены методики предварительной фильтрации и теневого преобразования изображения для выделения слоистости структуры биотканей. Представлены примеры обработки экспериментальных томограмм в эндоскопической ОКТ.

Введение

Одним из перспективных методов бесконтактного исследования внутренней структуры биотканей является Оптическая Когерентная Томография (ОКТ) [1-5]. ОКТ позволяет получать изображение структуры живых биотканей с разрешающей способностью в единицы микрометров и даже на субмикрометровом уровне, что предоставляет широкие возможности для исследования типичных видов биотканей, имеющих слоистое строение, особенно в случае, когда строение поверхностного слоя на глубине до 2 мм является решающим при постановке диагноза [6-8]. Одним из важных применений метода представляет эндоскопическая ОКТ в исследованиях состояния стенки мочевого пузыря [9-11].

В медицинском университете Шарите (Берлин, Германия) проходит апробацию экспериментальный урологический ОКТ-эндоскоп [12], позволяющий сопоставлять томограммы с традиционной биопсией того же участка стенки мочевого пузыря. Результаты, полученные при обследовании более 70-ти пациентов, показали перспективность методики, однако недостаточная наглядность полученных ОКТ-изображений препятствовала широкому применению этого метода диагностики. Задачей настоящей работы являлось повышение наглядности томограмм для повышения достоверности диагностики заболеваний.

Анализ недостатков существующего томографа

Исследования, проведенные в университете Шарите, а также работы других ученых свидетельствуют о том, что в будущем станет возможным установить точный диагноз состояния биоткани без взятия биопсии. Однако для этого необходимо повысить информативность и качество ОКТ-изображений для исследователя и усовершенствовать методику расшифровки томограмм в целях повышения быстродействия и разрешающей способности.

Полутоновые монохромные ОКТ-изображения биотканей, полученные на томографе в клинике Шарите, несут информацию о форме и структуре биоткани, но уступают цветному гистологическому изображению в наглядности. Без дополнительной информации различить доброкачественное и злокачественное утолщение уротелия очень сложно. Низкая наглядность изображений затрудняет динамическую диагностику и требует последующего внимательного исследования снимков для корректной диагностики. Поэтому необходима дополнительная обработка изображений для выделения слоистой структуры исследуемой биоткани.

Кроме этого, для существующей установки ОКТ характерно недостаточно высокое качество обработки интерференционных сигналов и, как следствие, низкое качество томографических изображений. Для повышения быстродействия при обработке сигналов

в томографе был использован демодулятор аналоговых интерферометрических сигналов на основе узкополосного фильтра и амплитудного детектора (см. рис. 1).

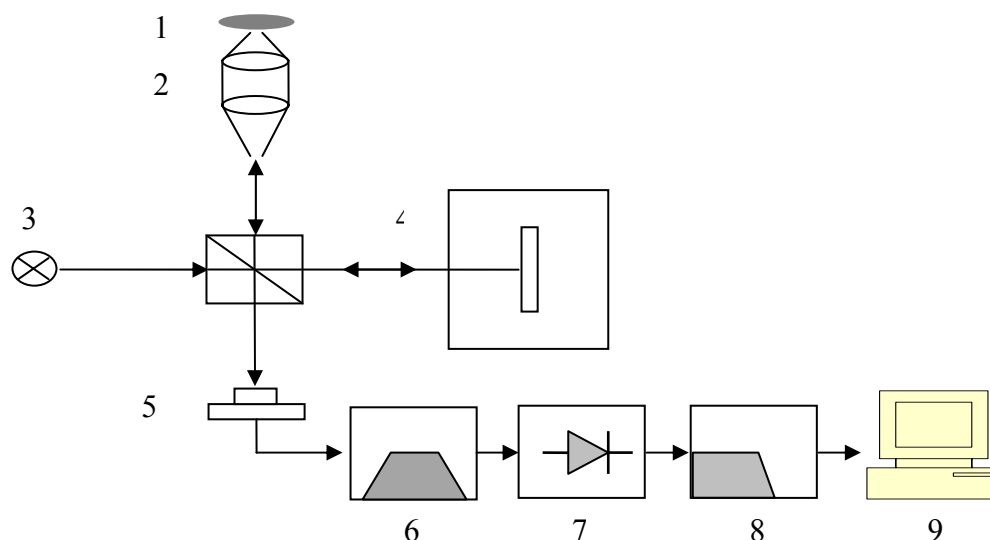


Рис. 1. Принципиальная схема томографа: 1 – исследуемый образец, 2 – линзы, 3 – источник света, 4 – опорный отражатель, 5 – фотодиод, 6 – полосовой фильтр, 7 – амплитудный детектор, 8 – фильтр нижних частот, 9 – компьютер

Вследствие изменчивости характеристик сигналов в ОКТ, аналоговый фильтр с фиксированными параметрами не является оптимальным. В результате возникают искажения огибающей полос малой когерентности, либо, при расширении полосы частот фильтра, снижается отношение сигнал/шум.

С учетом выявленных недостатков существующего эндоскопического томографа для повышения эффективности применения ОКТ в урологии была поставлена задача улучшить наглядность изображений исследуемых биотканей. Для этого было решено разработать вспомогательную компьютерную программу для анализа и оценки изображений для использования параллельно или вместо программы, поставляемой с томографом, для просмотра и оценки изображений.

Подавление шумов

Существующие изображения обладали высоким уровнем шумов (см. рис. 2), которые значительно затрудняли восприятие изображений. Поэтому на первом этапе обработки требовалось уменьшить влияние помех.

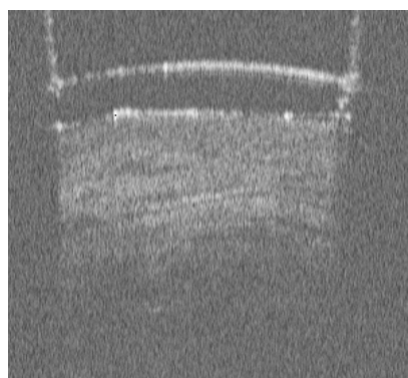


Рис. 2. Исходная томограмма с высоким уровнем шумов

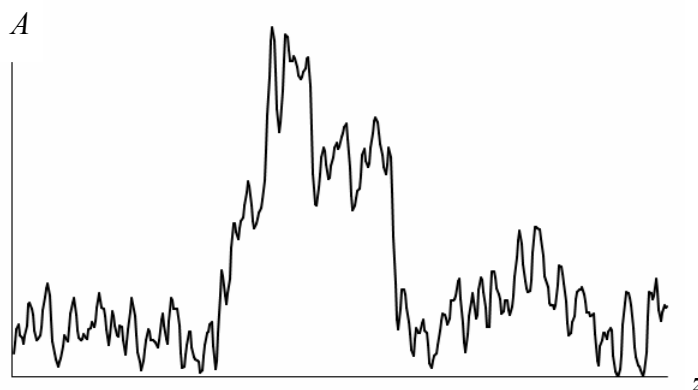


Рис. 3. Пример А-скана с характерным шумом

При детальном исследовании характера шумов, наблюдаемых на томограммах, было обнаружено несколько важных особенностей. В частности, интервал спектра шумов в A -сканах (огibaющих сигналов в вертикальном направлении z по глубине среды) в значительной части совпадал с интервалом спектра информативной части сигнала (рис. 3).

Совпадение частот сигнала и шума не позволило отделить огibaющую полезного сигнала от шума на основе спектральной фильтрации. Поэтому от идеи анализа A -сканов по отдельности пришлось отказаться. Однако оказалось, что помехи в соседних A -сканах мало коррелированы, и шум в горизонтальном направлении имеет довольно высокую частоту. Поэтому, используя предположение о том, что оптические свойства биотканей изменяются медленно в направлении границы слоев, можно ослабить влияние шума, используя один из следующих подходов: фильтрацию нижних частот по горизонтальному направлению или фильтрацию сигнала в вертикальном направлении одновременно по нескольким A -сканам для исключения влияния некоррелированных помех в вертикальном направлении.

Фильтрация по вертикальному направлению

Для фильтрации по вертикальному направлению использовался нелинейный дискретный фильтр Калмана [13]. Он обладает способностью адаптировать свои параметры под сигнал и не требует настройки под характеристики конкретного изображения [14]. В качестве модели изменения шума использовался квазигармонический сигнал вида

$$n(z) = A + n_A(z) \cos(2\pi f_0 z),$$

где A - отфильтрованная амплитуда сигнала в заданной точке изображения, $n_A(z)$, f_0 - соответственно амплитуда и средняя частота составляющей шума. Чтобы отличить изменения амплитуды шума от фоновой составляющей сигнала, на амплитуду шума $n_A(z)$ было наложено ограничение по скорости изменения. Кроме этого, на каждом шаге фильтрации использовалось взвешенное значение фона, полученное на основе предсказания для трех соседних A -сканов. Использование большего количества смежных A -сканов при предсказании фона вызывает излишнее размытие изображения в горизонтальном направлении.

Результаты фильтрации в вертикальном направлении при использовании нелинейного дискретного фильтра Калмана по трем соседним A -сканам представлены на рис. 4.

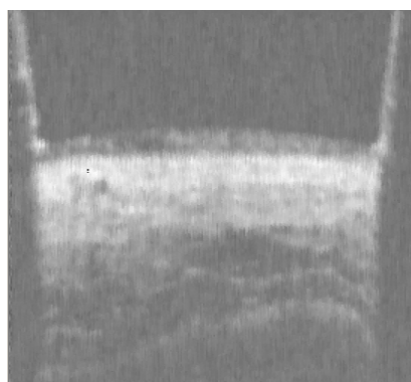


Рис. 4. Результат фильтрации томограммы в вертикальном направлении

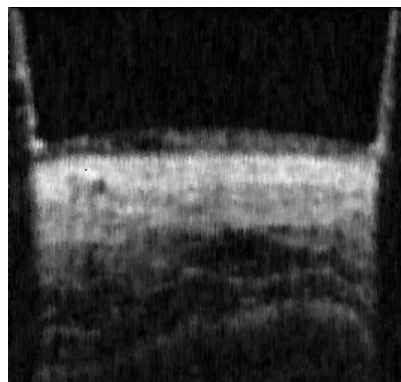


Рис. 5. Усиление контраста после фильтрации в вертикальном направлении

Полученные результаты показывают высокую эффективность подавления шумов, однако заметно сглаживают максимумы полезного сигнала и, как следствие, происходит размытие границ вертикальных слоев и понижение контрастности томограммы. Поэтому для улучшения была дополнительно проведена подстройка контрастности. Полученный результат представлен на рис. 5.

Фильтрация по горизонтальному направлению

Благодаря тому, что значительная часть шума в горизонтальном направлении относится к высокочастотной части спектра, стало возможным применение фильтра нижних частот. Одним из эффективных подходов к этой задаче является применение линейного дискретного фильтра Калмана [13].

На рис. 6 представлены результаты низкочастотной пространственной фильтрации в горизонтальном направлении при использовании линейного фильтра Калмана. Как видно из рисунка, в отличие от фильтрации в вертикальном направлении, границы горизонтальных слоев биоткани не размываются, однако остаются шумы, совпадающие по спектральной полосе со спектром изменения амплитуды сигнала.

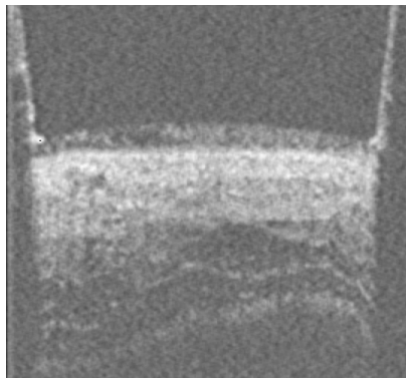


Рис. 6. Томограмма, отфильтрованная в горизонтальном направлении

Выделение слоистости методом теневого преобразования

При анализе результатов исследования томограмм, полученных для различных патологий мочевого пузыря, было принято решение о том, что для повышения наглядности изображений необходимо подчеркнуть слоистость микроструктуры биотканей.

Физиологическое строение стенки мочевого пузыря имеет слоистую природу. Патологические состояния слизистой мочевого пузыря вызывают нарушения структуры слоев: происходит изменение толщины слоя, искажение формы границ вплоть до полного исчезновения. Поэтому наглядное отображение внутренней структуры биоткани, а именно слоистости, имеет большое значение для диагностики заболеваний мочевого пузыря.

Для выделения слоистости был использован метод теневого преобразования (выделения псевдорельефа). Для каждой точки изображения применялось следующее преобразование:

$$A'_{x,y} = A_{x,y} + [\max\{A(x,y)\} - A_{x-i,y-j}],$$

где $A_{x,y}$, $A'_{x,y}$, - исходное и скорректированное значение амплитуды в точке с координатами x и y , $\max\{A(x,y)\}$ - максимальное значение амплитуды на всем изображении, i и j - параметры теневого фильтра по горизонтальному и вертикальному направлениям.

На рис. 7 представлены результаты теневого преобразования после подавления шумов в горизонтальном направлении для одной из томограмм. Из рисунка видно, что фильтрация позволила подчеркнуть границы между слоями, которые плохо видны на оригинальном изображении. В то же время некоторые детали практически исчезли, поэтому изображения с подчеркнутым рельефом могут служить лишь как дополнительный источник информации.

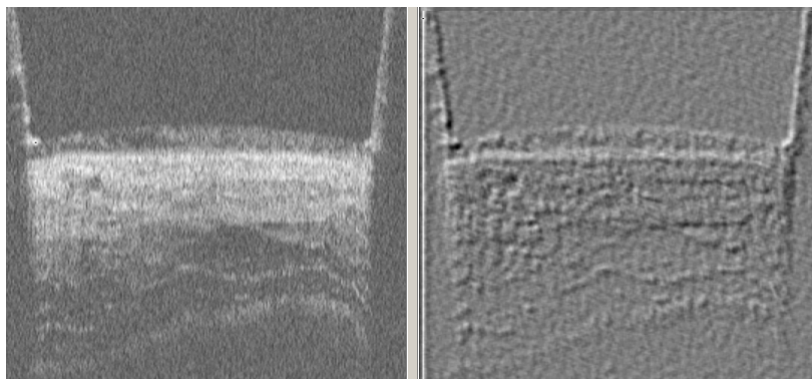


Рис. 7. Исходная томограмма (слева) и результат теневого преобразования

Для повышения наглядности информация о слоистости была наложена на оригинальную томограмму в красной составляющей цвета в представлении RGB. Наглядность изображения значительно повысилась, и детали стали более явными и четкими.

При подавлении помех в горизонтальном направлении границы вертикальных слоев не размываются, поэтому именно этот вид фильтрации является наиболее подходящим для улучшения визуализации томограмм. Чем сильнее проявляются перепады между слоями, тем нагляднее проявляется рельеф. Однако рельеф, наложенный поверх изображения, полученного в результате фильтрации в вертикальном направлении, также позволяет получить интересные результаты, достойные внимания (рис. 8).

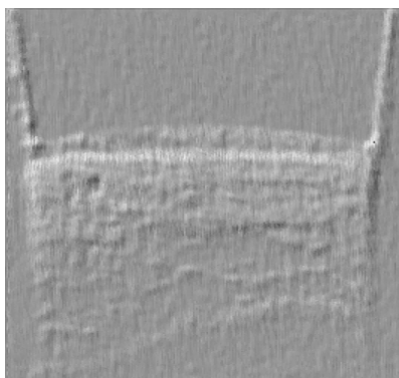


Рис. 8. Пример наложения рельефа на изображение после фильтрации в вертикальном направлении (полутонное монохромное представление)

Низкий уровень шумов, обеспечиваемый при фильтрации в вертикальном направлении, позволяет подчеркнуть другие особенности структуры слоев исследуемой биоткани.

Заключение

В ходе исследовательских работ был проведен анализ недостатков существующего эндоскопического томографа и поставлены задачи по его совершенствованию. После

изучения особенностей ОКТ установки предложены методы, позволяющие повысить наглядность томографических изображений. На основе описанных методов была создана специализированная компьютерная программа для оценки изображений.

Программа предоставляет несколько режимов обработки изображения, каждый из которых позволяет подчеркнуть определенные аспекты структуры исследуемой биоткани. Наиболее наглядным методом выделения слоистой структуры ткани является теневое преобразование в сочетании с цветовым наложением на оригинальное изображение. В настоящее время программа проходит апробацию и используется для анализа ОКТ-изображений в качестве дополнительного средства медицинской диагностики.

Исследования одного из авторов (М.А. Таратина) были поддержаны на начальном этапе совместным грантом научного фонда DAAD, Германия (проект A/05/39012) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект №999996) по программе «Михаил Ломоносов». Авторы выражают признательность клинике Шарите (Берлин, Германия) за предоставленные экспериментальные данные, полученные с использованием эндоскопического оптического когерентного томографа.

Литература

1. Гуров И.П. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики /Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 6-30.
2. Bronzino J. The Biomedical Engineering Handbook. IEEE Press. 2000. P. 67-72.
3. Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., et al. Optical coherence tomography //Science. 1991. V.254. Issue 5035. P. 1178-1181.
4. Fujimoto J.G., Pitris C., Boppart S.A., Brezinski M.E. Optical coherence tomography: an emerging technology for biomedical imaging and optical biopsy //Neoplasia. 2000. V.2. P. 9-25.
5. Handbook of optical coherence tomography /B.E. Bouma and G.J. Tearney, eds. NY: Marcel Dekker Inc., 2002.
6. Sergeev A.M., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., et al. In vivo endoscopic OCT imaging of precancer and cancer states of human mucosa // Opt. Expr.1997. V. 1(13). P. 432-440.
7. Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Sergeev A.M., et al. In Vivo Imaging of Human Internal Organs with an Integrated Endoscopic OCT System // Proc. OSA TOPS Advances In Optical Imaging and Photon Migration. 1998. V. 103. P. 1106-1113.
8. Zagainova E., Gladkova N.D., Strelzova O., et al. Clinical study of bladder disease using optical coherence tomography //Proc. SPIE. 2000. V.4160. P. 69-79.
9. Tearney G.J., Brezinski M.E., Southern J.F., Bouma B.E., Boppart S.A., Fujimoto J.G. Optical biopsy in human urologic tissue using optical coherence tomography // J. Urol. 1997. V.157. P. 1915-1919
10. König F., Loening S.A. Strategien in der bildgebenden Diagnostik des Harnblasenkarzinoms // Urologe B 1999. V. 39. N4. P. 303-306.
11. Crow P., Stone N., Kendall C.A., Persad R.A., Wright M.P. Optical diagnostics in urology: current applications and future prospects // BJU Int. 2003. V. 92. N. 4. P. 400-407.
12. Lankenau E., Schumacher M., Koch P., Koenig F., Daniltchenko D., Schnorr D., Huettmann G. Dispersion compensation for proximal scanning rigid OCT endoscopes // Proc. SPIE 2004. V. 5316. P. 172-177/
13. Kalman R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems //Trans. ASME, J. Basic Eng. 1960. V.82. P. 35-45.
14. Alarousu E., Gurov I., Hast J., Myllylä R., and Zakharov A. Optical coherence tomography of multilayer tissue based on the dynamical stochastic fringe processing, in Laser Applications in Medicine, Biology, and Environmental Science / G. Mueller, V. Tuchin, G. Matvienko, C. Werner, and V. Panchenko, eds. //Proc. SPIE. 2003. V.5149. P. 13-20.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАЛЁННЫХ ОБЪЕКТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Р. Белашенков, А.В. Васильев, И.П. Гуров, А.И. Лопатин

Рассматривается метод определения радиационной температуры объектов, основанный на использовании спектрально-селективной фильтрации при интегральной регистрации излучения в заданном диапазоне длин волн. Метод предполагает независимость результатов от неселективных спектральных потерь.

Введение

Температура является одной из наиболее часто измеряемых физических величин. Во многих случаях требуются бесконтактные измерения температуры объектов, при этом единственной возможностью определения температуры является использование методов, основанных на регистрации теплового излучения от исследуемого объекта. Такая возможность обусловлена зависимостью спектрального распределения теплового излучения от температуры тела. Все методики определения температуры по инфракрасному излучению основываются в той или иной степени на анализе спектра излучения.

Самым простым методом является измерение интенсивности излучения в некотором интервале длин волн с предварительной калибровкой приёмника и его калибровкой в ходе измерений. В этом случае учитывается, что максимум излучения в спектре смещается с изменением температуры и интенсивность излучения на каждой длине волны изменяется в зависимости от температуры, причем в одном и том же спектральном интервале регистрируется различное количество энергии излучения. На основе этого метода строятся микроболометры, которые обладают чувствительностью около 100 мК, однако их погрешность достигает нескольких градусов [1 - 6].

Методика измерения спектрального распределения по длинам волн с его последующим анализом обеспечивает наиболее высокую точность, поскольку основывается на сопоставлении теоретического спектра с полученными в ходе измерений данными по большому количеству точек в спектре. При этом возможно учесть тот факт, что тепловое излучение реальных тел не совпадает с излучением абсолютно черного тела, а также то, что на пути от источника до приёмника излучение может претерпевать неселективные потери [1 - 6].

Существует целый ряд промежуточных методик, основанных на измерении интенсивности излучения в двух и более спектральных интервалах. Такие методики являются более простыми по сравнению с методом снятия всего спектра и более адекватными, чем определение интенсивности в широком спектральном диапазоне [1 - 6].

При исследовании температуры объектов по их тепловому излучению требуется не только как можно точнее определять температуру по излучению, но и получать распределение температур по объекту. Реализация методов мультиспектральной регистрации излучения в ряде случаев оказывается сложной, поскольку методики измерения излучения одновременно в нескольких спектральных интервалах и в нескольких пространственно разнесенных точках развиты недостаточно.

В термографии можно выделить несколько подходов: разложение света в спектр с последующим разнесением на фотоприёмники с различной спектральной чувствительностью, сканирование по полю, использование задних резонансных зеркал, использование приёмников на квантовых ямах и использование приёмных площадок из различных детектирующих материалов на одной матрице и др. Недостатком сканирующих устройств является сложность и ненадежность механических узлов. Для

фотонных детекторов требуется охлаждение приёмников до температур порядка 70 К [1 - 6].

В статье рассматривается метод, удовлетворяющий современным потребностям термографии, позволяющий максимально использовать имеющуюся информацию о спектральном распределении теплового излучения и работать с неохлаждаемыми матричными приёмниками в реальном времени без использования калибровочных объектов в ходе измерений.

Определение температуры с использованием спектральной селекции излучения

Как известно, спектральное распределение интенсивности теплового излучения объектов $I(\lambda)$ может быть рассчитано по формуле Планка (1) с точностью до степени черноты объектов, а именно

$$I(\lambda) = (8\pi hc^2 / \lambda^5) / [\exp(hc / \lambda kT) - 1], \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света, T – абсолютная температура объекта. При изменении температуры форма нормированного спектрального распределения теплового излучения меняется (см. рис. 1). При этом имеет место однозначное соответствие формы относительного спектрального распределения теплового излучения чёрного тела и температуры этого тела, и задача определения температуры сводится к задаче идентификации формы спектрального распределения.

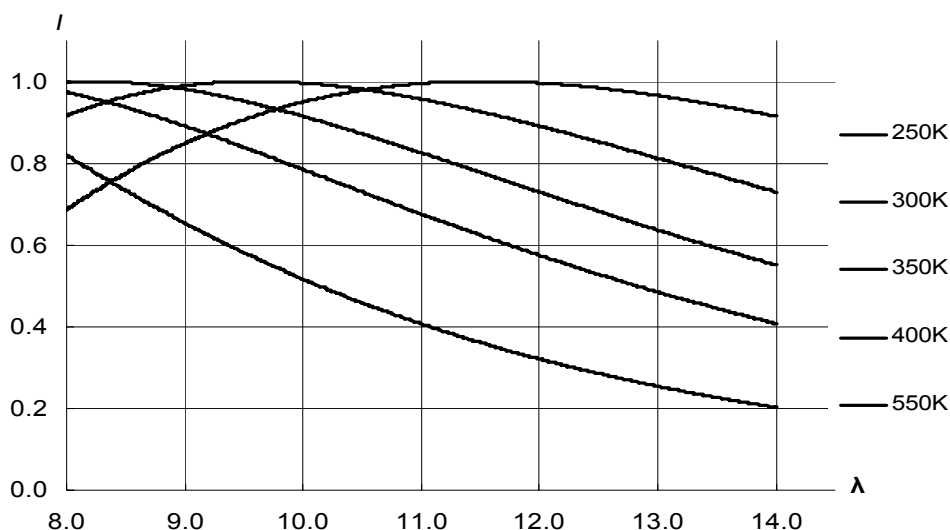


Рис. 1. Спектральные распределения относительной интенсивности излучения абсолютно чёрного тела для различных температур в зависимости от длины волны (выраженной в микрометрах)

Идентификация формы спектра не может проводиться с использованием интегральных приёмников. Сигнал, снимаемый с приёмника, зависит от интеграла интенсивности падающего излучения в спектральной области чувствительности приёмника, поэтому без калибровки и при наличии потерь на трассе сигнал нельзя соотнести с какой-либо формой спектрального распределения теплового излучения.

Если перед приёмником установить спектральный фильтр, который поглощает часть излучения, значение интегральной интенсивности прошедшего через фильтр излучения будет зависеть от формы относительного спектрального распределения излучения. Отношение же сигналов, регистрируемых без фильтра и с фильтром,

позволяет однозначно идентифицировать форму спектрального распределения падающего излучения.

При такой методике абсолютное значение потока излучения не влияет на относительную зависимость

$$F(T) = \int d\lambda / \int f(\lambda, T)g(\lambda)d\lambda = \int f(\lambda, T)ad\lambda / \int f(\lambda, T)g(\lambda)ad\lambda, \quad (2)$$

где $f(\lambda, T)$ – зависимость энергии излучения объекта от его температуры, $g(\lambda)$ – пропускание фильтра, a – постоянная. Соотношение (2) позволяет вычислить температуру объекта по результатам регистрации излучения при двух измерениях – при наличии и отсутствии фильтра.

Экспериментальные результаты

При реализации предлагаемого метода в качестве приёмников излучения можно применять микроболометрические матрицы, которые не требуют охлаждения и позволяют определять разницу температур порядка 0,1 К. В качестве фильтра удобно использовать материал CaF_2 .

На рис. 2 приведена кривая спектрального пропускания пластинки из указанного материала толщиной 3,5 мм.

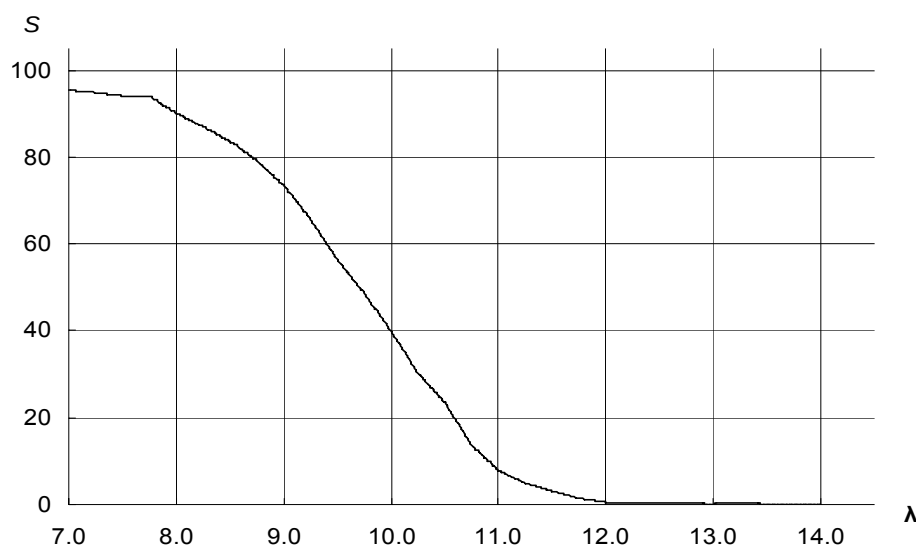


Рис. 2. Кривая спектрального пропускания флюоритовой пластинки

На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость отношения интегральной интенсивности теплового излучения чёрного тела различной температуры в области спектра 7–14 мкм к излучению чёрного тела с той же температурой, но прошедшего через флюоритовый фильтр.

Как видно из рис. 3, зависимость отношения интегральных интенсивностей имеет ярко выраженный характер. Однозначная зависимость отношения от температуры показывает возможность применения метода на практике.

Поскольку для расчёта температуры используется спектральное распределение излучения по длинам волн, то ожидается, что метод будет обладать более высокой точностью, чем при использовании интегральных приёмников в чистом виде, и в то же время позволит измерять температуру во многих точках объекта одновременно при измерениях в одном спектральном интервале.

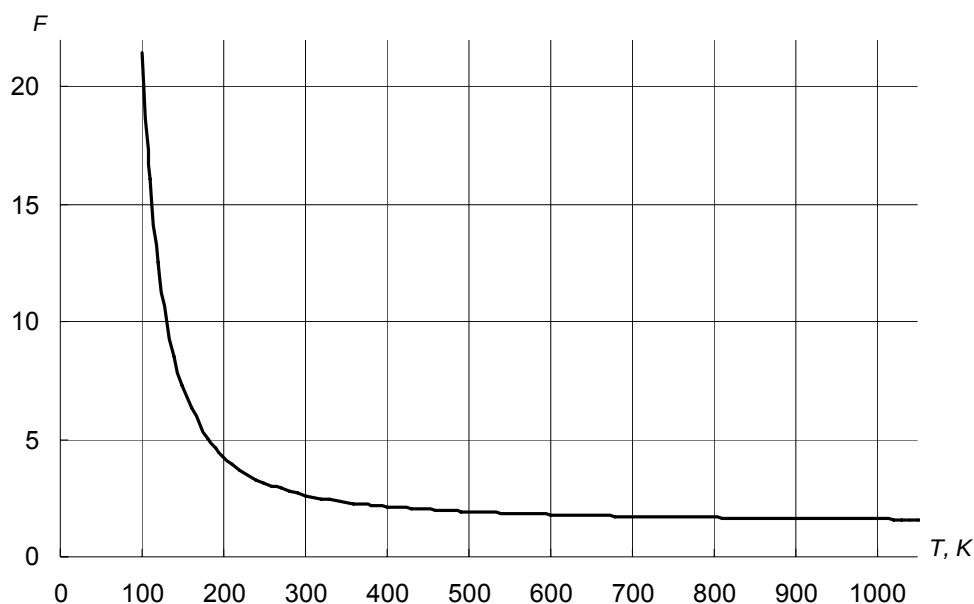


Рис. 3. Зависимость отношения интегральных интенсивностей от температуры (T) абсолютно чёрного тела (см. (2)) в спектральном диапазоне от 7 до 14 мкм при наличии и отсутствии флюоритового фильтра

Заключение

Предложенный метод позволяет однозначно соотносить сигналы, полученные с приёмника, с температурой объекта. При этом предполагается, что результаты не должны зависеть от неселективных потерь, пропорциональных значениям потока излучения, падающего на приёмник.

В качестве приёмника можно использовать приёмники излучения, результирующий сигнал которых зависит от интегрального потока излучения в некотором спектральном диапазоне. В частности, можно применять матричные приёмники на основе микроболометров.

Метод реализуется с использованием как охлаждаемых, так и неохлаждаемых приёмников. Однако, поскольку он основывается на идентификации формы спектральной зависимости излучения, для окончательного заключения о преимуществах метода необходимо исследовать чувствительность результатов к влиянию неселективных потерь.

Литература

1. Rogalski A, Chrzanowski K. Infrared devices and techniques //Opto-electronics Rev. 2002. V.10(2). P. 111-136.
2. Rogalski A. Optical detectors for focal plane arrays //Opto-electronics Rev. 2004. V.12(2). P. 221-245.
3. Norton P. Third-generation sensors for night vision //Opto-electronics Rev. 2006.V.14(1). P. 1-10.
4. Tissot J.L., Trouilleau C., Fieque B., Crastes A., and Legras O. Uncooled microbolometer detector: recent developments at ULIS // Opto-electronics Rev. 2006. V.14(1). P. 25-32.
5. Rogalski A., Competitive technologies of third generation infrared photon detectors // Opto-electronics Rev. 2006. V.14(1). P. 87-101.
6. Mather J.C., Bolometer noise: nonequilibrium theory //Appl. Opt. 1982. V.21. P. 1125-1129.

МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В СИСТЕМАХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Т.А. Шереметьева, Г.Н. Филиппов, А.М. Малов

Представлен метод обработки изображений, полученных при дистанционном зондировании, который позволяет оперативно визуализировать разнородные данные для дешифрирования человеком-оператором. Метод пригоден для обработки многоспектральных и гиперспектральных снимков, а также снимков, полученных в одном диапазоне при различных условиях. Представленный метод не требует предварительной сегментации и классификации изображений. Априорные сведения и различные методики предварительной обработки изображений могут быть легко включены в процесс визуализации. Метод позволяет получить варианты визуализации одних и тех же данных. Отличия вариантов определяются конкретной задачей дешифрирования. Метод особенно эффективен при выделении малозаметных объектов и позволяет существенно уменьшить влияние конкретных условий съемки, таких как освещенность сцены и характеристики приемного устройства оптического излучения.

Введение

Задача извлечения содержательной информации из изображений, полученных при дистанционном зондировании, в общем случае весьма сложна. Удовлетворительное дешифрирование во многих случаях не может быть осуществлено без участия человека, который при распознавании использует неформализованные признаки, накопленные опытом. Предварительная обработка может упростить принятие решений для оператора и является особенно эффективной при многоспектральном режиме, когда получают серию геометрически попиксельно совмещенных изображений в нескольких узких спектральных диапазонах оптического излучения. Многоканальный режим предоставляет более полную информацию по сравнению с одноканальным режимом, но для зрительного восприятия неудобен. Для упрощения зрительного восприятия обычно применяют методы теории распознавания, требующие значительных затрат времени на обработку данных дистанционного зондирования.

Известные универсальные пакеты прикладных программ, предназначенные для задач картографии (ESRI, ERDAS, LHS), позволяют синтезировать мультиспектральные снимки. Известные методы (см., например, [1-2]) обнаруживают мультиспектральные изображения объектов и визуализируют их. Для этого требуется классифицировать пиксели изображений в различных спектральных диапазонах, что является неоднозначной операцией, которая выполняется со значительными затратами времени.

Существует широкий класс практически важных задач, которые требуют быстрой подготовки совокупности изображений к распознаванию и обнаружению объектов. Из методов, решающих подобную задачу, получил распространение метод [3], в котором совокупность попиксельно совмещенных многоканальных черно-белых изображений преобразуется в одно изображение в псевдоцвете. Для этого из всей совокупности спектральных каналов выбирают три канала и, представляя данные, соответственно, в виде красной, зеленой и синей составляющей, получают RGB-изображение.

Вариантов такой раскраски может быть множество. Поскольку в этом методе не предусмотрено использование какой-либо дополнительной информации, повлиять на результат визуализации можно выбирая тот или иной вариант раскраски. Используются также различные операции над исходными изображениями: сложение, вычитание, фильтрация. Однако желательно так визуализировать исходные данные, чтобы объекты интереса были выделены на изображении, а мешающие восприятию факторы устранены.

Данная работа представляет метод [4, 5], ориентированный именно на такой класс задач, и демонстрирует возможности метода и программы оперативной подготовки множества пространственно совмещенных изображений к виду, удобному для распознавания оператором-дешифровщиком. Представленный метод основан на визуализации меры сходства с эталоном, определенной в пространстве признаков. На результирующем

синтезированном изображении объекты интереса имеют повышенную яркость и контраст. Метод пригоден для обработки многозональных и гиперспектральных снимков, реализация метода весьма проста и может быть осуществлена в реальном времени.

Визуализация совокупности изображений одной сцены

Большинство известных методов визуализации многоспектральных снимков основываются на алгоритмах сегментации, при которых изображение разбивается на области по сходству признаков с последующим присвоением каждой области своей окраски. Для того чтобы отнести пиксель изображения к какой-либо области, требуется выбрать многомерное пороговое ограничение. Выбор пороговых ограничений нетривиален, поскольку признаковое пространство трудно разделить на области безошибочно. Известные методы сегментации [6] требуют обработки исходных изображений с использованием методов кластерного анализа и расчета дополнительных признаков. Процесс сегментации при этом весьма трудоемок и не свободен от погрешностей. В этих методах все пиксели “пачки” исходных изображений рассматриваются как равно важные. Однако при оперативном анализе изображений оператор-дешифровщик решает конкретную задачу, и ему важно выделить объекты с конкретными признаками.

В представленном методе для визуализации используется простой алгоритм: визуализируется мера сходства каждого пикселя с эталоном. В качестве эталона выбирают многомерный вектор признаков из совокупности точек признакового пространства.

В качестве признаков могут быть выбраны спектральные характеристики. В признаковое пространство можно включить и другие характеристики, полученные априорно или при помощи предварительной обработки каждого спектрального изображения или совокупности изображений (например, с помощью подсчета текстурных признаков). Таким образом, каждый пиксель синтезируемого изображения с конкретными пространственными координатами обладает координатами в пространстве признаков и может быть охарактеризован «расстоянием» до эталона в признаковом пространстве.

В качестве характеристики расстояния могут быть использованы различные меры, в частности, используемые для классификации в пакетах программ MultiSpec, ESRI, ERDAS [1]. В качестве оценки яркости пикселя на синтезированном изображении выбирается величина «расстояния». Пикселям, наиболее близким к эталону в пространстве признаков, присваивается наибольшая яркость, остальным пикселям присваивается яркость в соответствии с их отличием от эталона. Поскольку эталонов может быть несколько, соответственно может быть получено несколько результатов синтеза.

Выбор эталона и меры сходства позволяют адаптировать визуализацию к конкретной задаче дешифрирования. Эталон может быть выбран на основе различных подходов, например, в результате визуального анализа какого-либо из предъявленных изображений, при использовании априорной информации о местоположении интересующего объекта, либо информации о спектральных признаках искомого объекта, взятых из специально созданной базы данных.

На основе формирования меры сходства в предлагаемом способе может быть использована априорная информация различного рода. Если имеется информация о распределении вероятностей значений признаков эталона, то может быть принята мера, основанная на условных вероятностях (байесовский подход). Любые априорно оцененные характеристики исследуемых объектов могут участвовать в определении меры. Итоговое синтезированное изображение представляется в серой шкале полутонов, что позволяет экономно передавать необходимую информацию по линиям связи.

Наиболее просто способ реализуется при обработке n -зональных снимков, когда в качестве признаков используют только значения интенсивностей в каждом спектральном диапазоне, в качестве эталона берут вектор признаков, соответствующий некоторому

пикселю на изображениях, а расстояние в пространстве признаков определяется как расстояние в n -мерном пространстве.

Расстояние в n -мерном векторном пространстве признаков между вектором, соответствующим эталону $\bar{e} = (e_1, e_2, \dots, e_n)$, и вектором, соответствующим текущему элементу, $\bar{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ может быть определено либо как евклидово расстояние

$$d_1(\bar{e}, \bar{x}) = \sqrt{(e_1 - x_1)^2 + (e_2 - x_2)^2 + \dots + (e_n - x_n)^2}, \quad (1)$$

либо иначе, например,

$$d_2(\bar{e}, \bar{x}) = \max \{|e_1 - x_1|, |e_2 - x_2|, \dots, |e_n - x_n|\}, \quad (2)$$

$$d_3(\bar{e}, \bar{x}) = \arccos \frac{e_1 x_1 + e_2 x_2 + \dots + e_n x_n}{\sqrt{e_1^2 + e_2^2 + \dots + e_n^2} \cdot \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}}, \quad (3)$$

либо как евклидово расстояние с весовыми коэффициентами, выбранными в соответствии с априорной информацией об эталоне:

$$d_4(\bar{e}, \bar{x}) = \sqrt{\omega_1 (e_1 - x_1)^2 + \omega_2 (e_2 - x_2)^2 + \dots + \omega_n (e_n - x_n)^2}. \quad (4)$$

Мера d_4 использует весовые коэффициенты, которые могут быть подобраны в соответствии с заранее исследованной информативностью признаков для конкретной задачи. Таким образом, с помощью выбора меры сходства метод может быть адаптирован к конкретной задаче.

На рис.1 иллюстрируется пример обработки изображений предлагаемым методом. Для синтеза изображений в качестве эталона были взяты яркостные признаки типичного элемента фона. Результат представлен на рис.1, б).

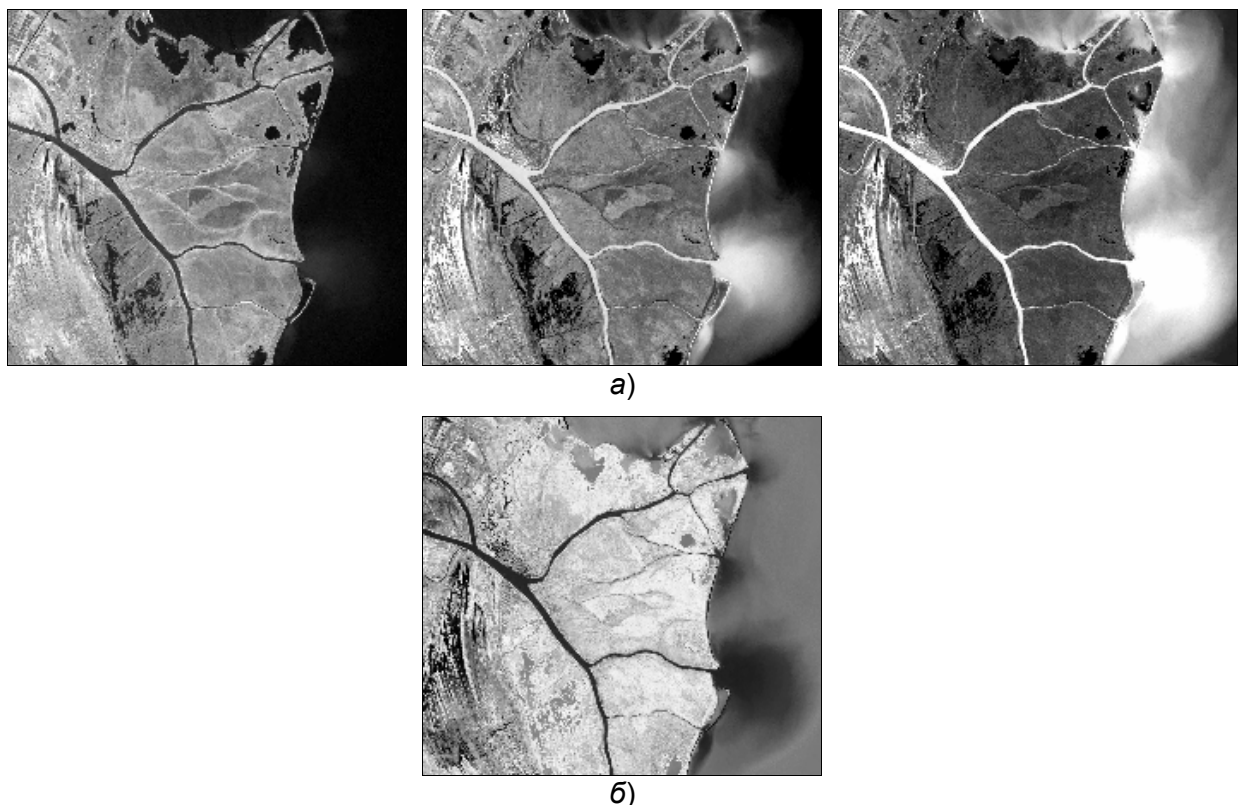


Рис.1. Представление совокупности изображений в системе дистанционного зондирования природного ландшафта, полученных в трех каналах (а) и синтезированное изображение (б)

Отметим, что благодаря представлению совокупности изображений в одномерной шкале серого в соответствии со степенью сходства с эталоном, легко осуществить повышение контраста объектов интереса и даже получить их бинарные изображения. Эти операции можно формализовать и автоматизировать, но лучший результат получают при интерактивном способе выбора порогов, при котором интерпретатор пользуется накопленной опытом контекстной информацией.

В разработанной на основе этого метода компьютерной программе рассмотренные выше операции производятся весьма быстро при визуальном контроле пользователя.

На рис.2, *а* показаны варианты синтезированных изображений на основе исходных изображений (рис.1, *а*), когда в качестве эталона выбран типичный элемент русла реки.

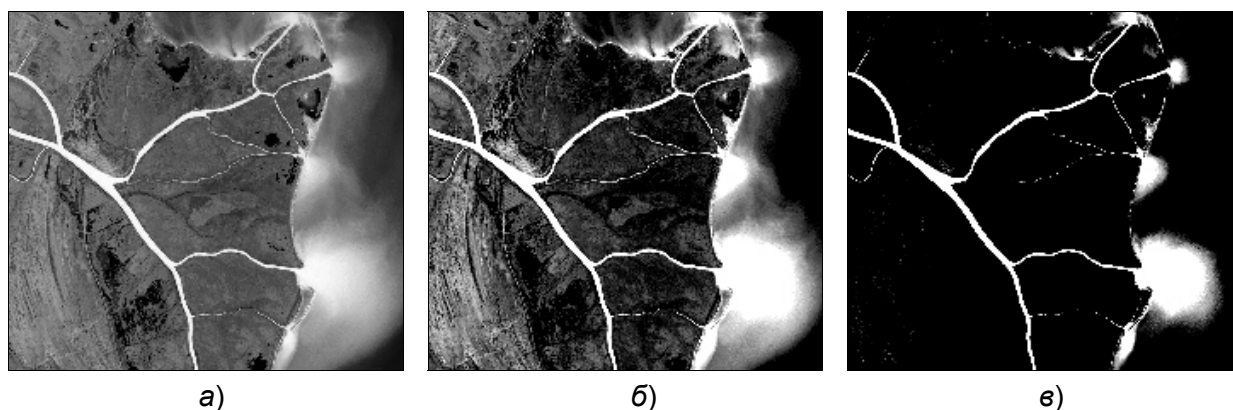


Рис 2. Повышение контраста объекта интереса в синтезированных изображениях: река как эталонный объект (*а*), повышение контраста всех объектов, сходных с эталоном (*б*) и бинаризация объектов, сходных с эталоном (*в*)

Выбирая другие эталоны, можно увеличивать яркость и контраст других объектов.

На рис. 3 представлены варианты синтеза тех же изображений при выборе других эталонов.

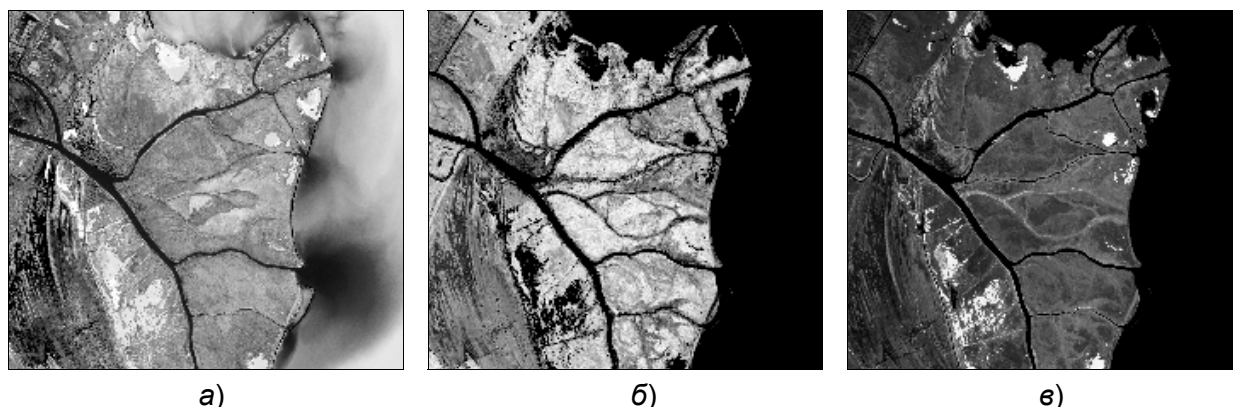


Рис. 3. Повышение контраста объектов интереса на синтезированном изображении: эталонный объект №1 (*а*), №2 (*б*) и №3 (*в*)

В представленном примере были взяты три изображения для того, чтобы улучшить их восприятие. Количество обрабатываемых таким образом изображений может быть достаточно большим. В следующем примере представлены результаты синтеза 330-ти гиперспектральных снимка в диапазонах VNIR и SWIR-1 (160 снимков от 401 нм до 988 нм и 170 снимков в диапазоне от 893 нм до 1750 нм).

На рис. 4 представлены примеры исходных гиперспектральных изображений в ближнем и среднем ИК диапазоне и 4 синтезированных изображения, полученных по 330-ти гиперспектральным снимкам.

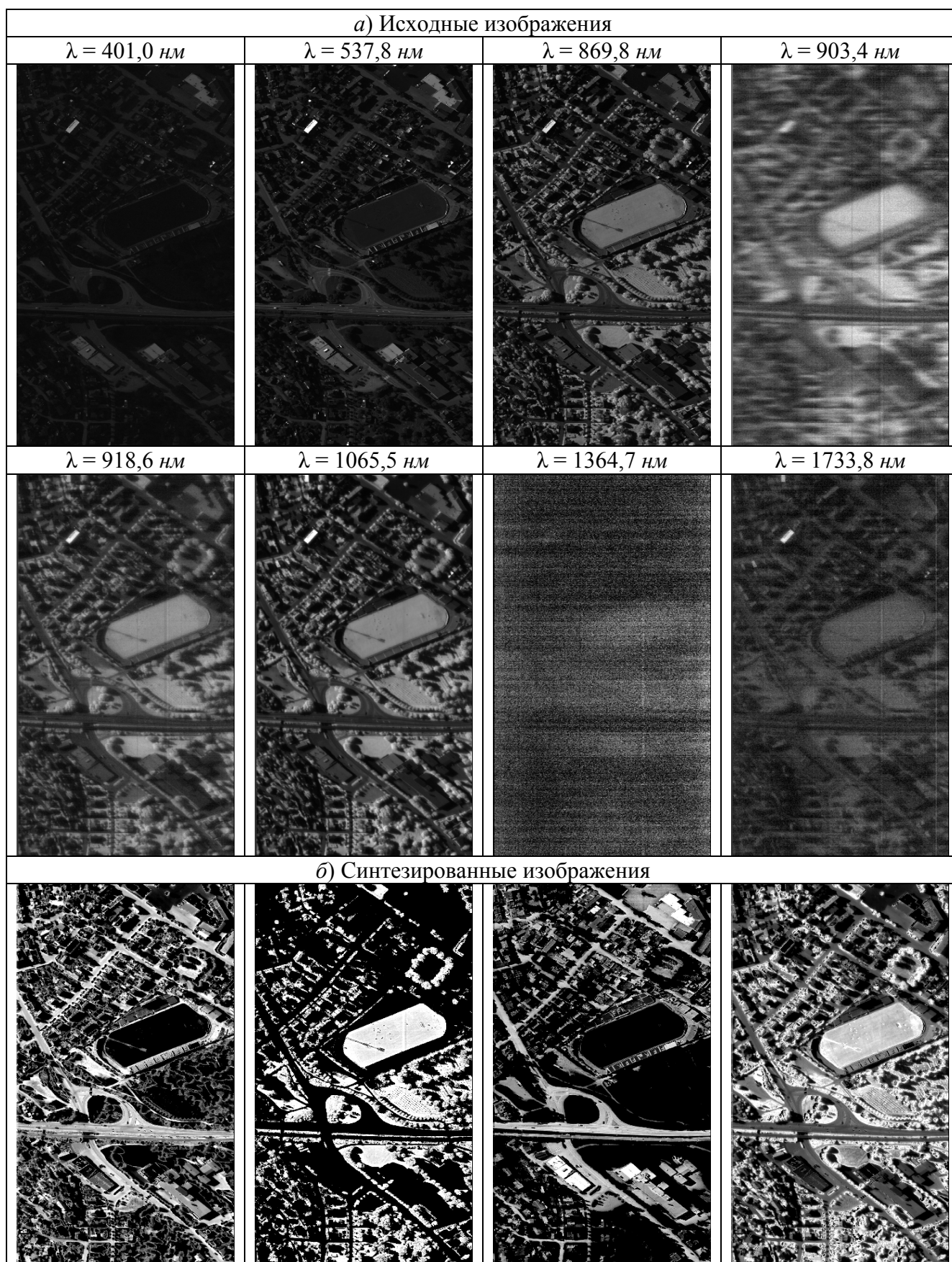


Рис. 4. Представление совокупности гиперспектральных изображений в синтезированном виде

Синтезированные изображения различаются тем, что на них выделены яркостью и контрастом разные детали одной сцены. Таким образом, с помощью данного метода пользователь имеет возможность как бы рассматривать сцену, изменяя эталон и меру сходства.

Среди упомянутых 330-ти снимков были снимки с помехами различной степени влияния (около 20-ти снимков очень сильно зашумлены, 54 имеют частичные искажения). Для получения представления о характере и величине помех два из таких снимков приведены в качестве иллюстрации на рис. 4. Результаты синтеза, представленные на рис. 4, были получены с использованием всех 330-ти изображений без предварительного подавления шумов. При обработке описываемым методом снимки не отбраковывались.

При вычислении степени сходства устранение шумовой составляющей происходит автоматически за счет усреднения случайных отклонений. При выборе меры сходства следует учитывать свойства исходных изображений и задачу дешифрирования. Так, при использовании меры $d_1(\bar{e}, \bar{x})$ и $d_3(\bar{e}, \bar{x})$ шумы типа белого шума не оказывают заметного влияния на результат синтеза зашумленных изображений, а мера $d_2(\bar{e}, \bar{x})$ в этом случае может привести к неудовлетворительному результату. Если задачей дешифрирования является фиксация выброса в каком либо из каналов, а шумы незначительны, то выбор меры $d_2(\bar{e}, \bar{x})$ оправдан.

На рис. 5 иллюстрируется влияние меры сходства на результат синтеза. На рис. 5, а приведены результаты синтеза фрагмента гиперспектральных снимков с использованием всех 330-ти каналов, среди которых были и зашумленные данные. На рис. 5, б представлены результаты обработки того же фрагмента, но перед обработкой из исходных снимков были изъяты зашумленные.

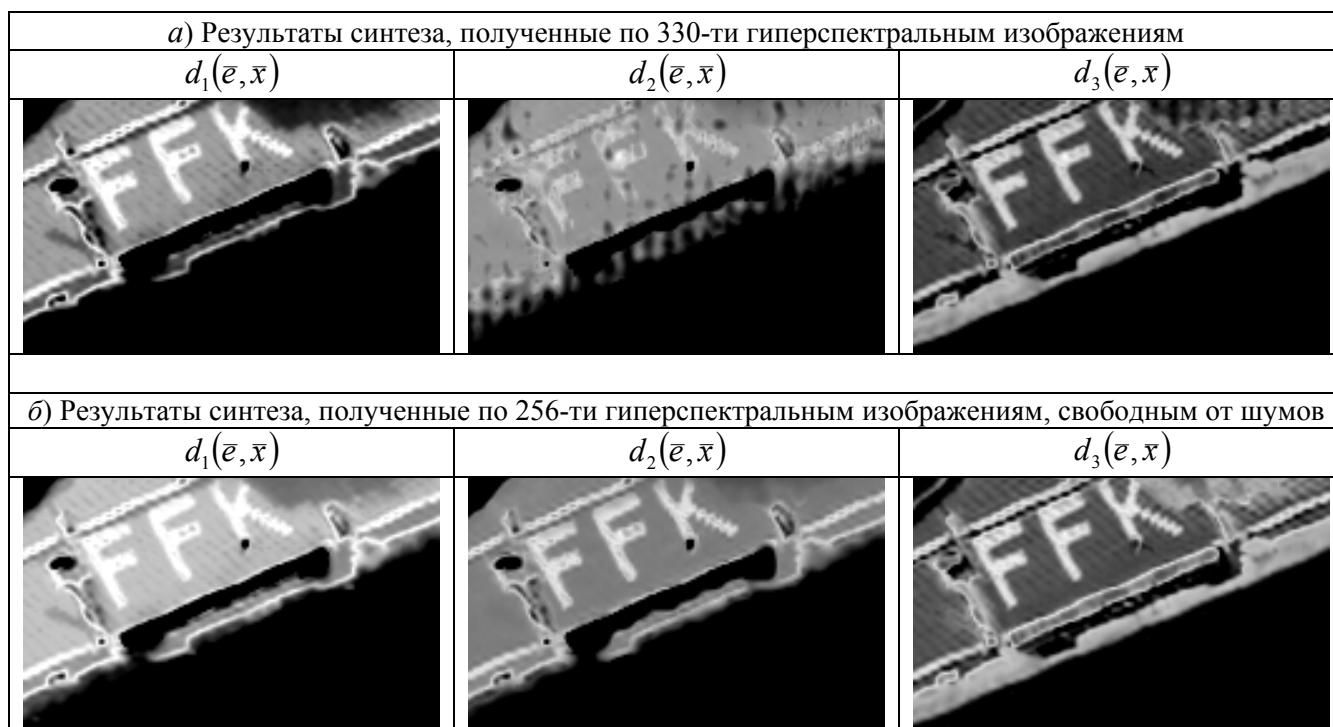


Рис. 5. Результаты синтеза гиперспектральных изображений при применении различных мер сходства: использованы все снимки, в том числе и зашумленные (а), использованы снимки, свободные от значительных шумов (б). Эталон для всех изображений взят один и тот же

Время обработки 330-ти гиперспектральных изображения форматом 600×400 на компьютере Pentium 4 CPU (1,83 ГГц, ОЗУ 2 Гб) составляет примерно 7 секунд.

Помимо того, что способ обеспечивает высокую детальность визуализации, следует отметить, что уровень серой шкалы несет информацию о степени сходства с эталоном, что весьма существенно для решения задачи обнаружения.

Метод визуализации реализован в компьютерной программе, которая позволяет:

- просмотреть каждый из обрабатываемых снимков,
- выбрать эталон либо на одном из снимков, либо с помощью априорно известных координат,
- выбрать способ расчета меры сходства (степени близости в признаковом пространстве),
- получить синтезированное изображение,
- отметить цветом наиболее близкие к эталону элементы в соответствии с выбранным пороговым ограничением,
- получить синтезированное изображение, окрашенное в псевдоцвете, где разные цвета соответствуют различным эталонам.

Метод позволяет существенно уменьшить влияние на результаты визуального дешифрирования условий съемки при выборе эталона посредством визуального анализа исходных изображений или использовании информации о местонахождении одного из подобных интересующих объектов, когда требуется показать объекты, сходные с указанным. Действительно, в этом случае значения признаков эталона определяются при тех же условиях съемки, что и значения признаков визуализируемой сцены. Кроме этого, метод менее чувствителен к погрешностям попиксельного совмещения исходных изображений в различных каналах по сравнению с методами, использующими базы спектральных данных, поскольку если спектр эталона, выбранного на изображении, искажен из-за смещения, то он так же искажен и для других пикселей, сходных с эталоном.

Заключение

Предлагаемый метод предназначен для подготовки снимков к визуальному дешифрированию оператором. От известных способов визуализации он отличается простотой и быстродействием при объединении данных, представленных в виде изображений. Использование метода наиболее эффективно при решении задач анализа оператором данных многозонального и гиперспектрального зондирования.

Отметим положительные стороны предлагаемого метода визуализации.

Быстрое и компактное представление информации. Действительно, мера сходства вычисляется быстро и является скалярной величиной, что позволяет отображать синтезированное изображение в одномерной шкале и позволяет передавать его, используя при этом лишь один канал.

Интерпретатору предоставляется контекстная информация, не искаженная неизбежными погрешностями сегментации и классификации.

Итоговое изображение может быть адаптировано к конкретной задаче дешифрирования с помощью выбора признакового пространства, эталона и меры сходства. Мера сходства может быть подобрана в соответствии с априорными сведениями о признаках исследуемого объекта, фона и шумовой компоненты. Выбор эталона может быть осуществлен с помощью априорных сведений о спектральных характеристиках, или с использованием информации о месте нахождения одного из искомых объектов, или с помощью контекстной информации, используемой дешифровщиком.

Метод позволяет существенно уменьшить влияние на результаты визуального дешифрирования условий съемки.

Для ряда задач дистанционных измерений метод позволяет распространять наземные измерения в области, соответствующей эталону, на остальные участки изображенной сцены.

В статье использованы снимки из космоса, любезно предоставленные Ukrainian Land and Resource Management Center (рис.1 - 3) и компанией Norsk Elektro Optikk AS (рис.4, 5).

Литература

1. Zavalejevski A., Dhawan A.P., Kelch D.J. et al. Adaptive multilevel classification and detection in multispectral images // Opt. Eng. 1996. V.35. P. 2884-2893.
2. Aston E.A., Multialgorithm solution for automated multispectral detection //Opt. Eng. 1999. V.38. P. 717-724.
3. Know H., Der S. Z., Nasrabadi N. M. Adaptive multisensor target detection using feature-based fusion //Opt. Eng. 2002. V. 41. P. 69-80.
4. Sheremetyeva T.A. Method of representation of remote sensing data that facilitates visual interpretation //Proc. 5th Int. Conf. on Space Optics (ICSO 2004, Toulouse, France). SP-554. P. 199-201.
5. Шереметьева Т.А., Филиппов Г.Н., Малов А.М. Представление данных многозонального дистанционного зондирования подстилающей поверхности для визуальной интерпретации //Межд. симпозиум стран СНГ «Атмосферная радиация» (МСАР 2004. С. - Петербург, Россия, 22 – 25 июня 2004 г.). С.121.
6. Шапиро Л., Стокман Дж. Компьютерное зрение. М.: БИНОМ, 2006.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДАМИ СТРУКТУРИРОВАННОГО ОСВЕЩЕНИЯ

С.Б. Щекин

Рассматривается метод структурированного освещения с применением бинарных паттернов и различных методов предварительной фильтрации изображений для бесконтактного восстановления формы трехмерных объектов. Использование кодов Грея, медианной фильтрации и компенсации влияния внешних засветок позволяет значительно повысить помехоустойчивость методов структурированного освещения.

Введение

Компьютерная реконструкция формы трехмерных объектов является одной из важных задач в области компьютерного зрения и различных технических приложениях. Восстановление формы объекта, в частности, позволяет документировать актуальное состояние предметов искусства, что в дальнейшем дает возможность реставрировать поврежденные участки объектов, опираясь на записанную трехмерную модель. Другими областями являются измерение геометрических параметров объектов, распознавание людей и предметов [1], автоматический анализ формы деталей в процессе производства с целью выявления брака, изготовление одежды по форме тела, построение трехмерных карт, быстрое изготовление сеточных моделей персонажей для компьютерных игр и фильмов. В медицине восстановление формы поверхности глаза позволяет врачам с большей точностью корректировать нарушения зрения.

Существуют два основных подхода к бесконтактному восстановлению формы поверхности объекта с помощью оптических систем, а именно пассивный и активный.

Пассивные оптические методы (стереовидение) используют естественное внешнее освещение и основаны на сопоставлении данных, полученных с двух ракурсов наблюдения объекта под разными углами. Стереовидение использует тот же способ получения трехмерной информации, что и зрение животных и человека. Для восстановления формы объекта требуется установить соответствие между всеми точками объекта, наблюдаемыми с двух ракурсов. Эта информация позволяет определить положение соответствующей точки объекта в трехмерном пространстве на основе геометрических соотношений. Задача нахождения указанного соответствия не имеет точного решения (вспомним, что и зрение человека часто допускает ошибки), а используемые методы часто являются эвристическими, ресурсоемкими и обладают низкой точностью.

Активные оптические методы восстановления формы [2] используют искусственное освещение объекта. В этом случае на исследуемую сцену или объект проецируются специально подобранные изображения – паттерны, в связи с чем такие методы получили название «методы структурированного освещения». Первоначально для освещения сцены использовались слайд-проекторы, а в настоящее время для этих целей используются LCD-проекторы. Активные оптические методы в сравнении пассивными обладают большей точностью, простотой и надежностью. От выбора паттернов зависит скорость восстановления формы, точность и наличие некоторых ограничений на форму объекта (например, требования монотонности формы поверхности).

Наряду с восстановлением формы поверхности, в зависимости от конкретной области применения, актуальными являются также задачи получения информации о текстуре поверхности объекта и о некоторых других свойствах, например, расположения глянцевых и матовых участков. Сбор такой информации позволяет построить наиболее реалистичную трехмерную модель исследуемого объекта.

В данной работе рассматривается метод бинарных паттернов как обладающий преимуществами простоты реализации при умеренных вычислительных ресурсах. Метод обеспечивает устойчивость к изменениям цвета поверхности, легко адаптируется к случаю наличия нежелательного внешнего освещения. К недостаткам метода можно отнести

сравнительно большое количество паттернов в наборе (обычно около десяти), что осложняет анализ движущихся объектов.

Теоретические основы метода структурированного освещения

Типичная схема установки структурированного освещения приведена на рис.1. Установка состоит из проектора и камеры, оси которых направлены на исследуемый объект и расположены под некоторым углом друг к другу.

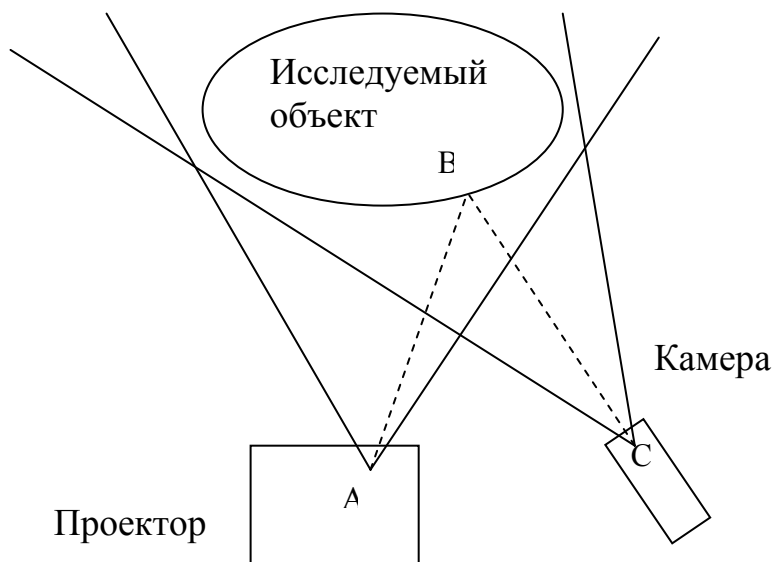


Рис. 1. Схема установки структурированного освещения

Основу метода, как многих других активных оптических методов, составляет решение задачи триангуляции. Искомой величиной является расстояние от камеры до точки исследуемой поверхности. Это расстояние вычисляется из треугольника, образованного проектором (A), камерой (C), и точкой поверхности (B). Координаты камеры и проектора считаются известными. В случае необходимости их определения используются различные методы калибровки параметров сцены [3]. Угол ВСА вычисляется исходя из координат соответствующего пикселя на изображении объекта. Для определения искомой длины отрезка ВС остается найти угол САВ. Этот угол может быть найден, если определить боковую координату точки внутри паттерна, которая спроецирована в точку В поверхности объекта. Именно эта координата кодируется в самом паттерне (или их наборе).

При получении изображения точки пространства подвергаются преобразованию вида:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_u & 0 & u_0 \\ 0 & \alpha_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

где x' , y' , z' – координаты в системе координат изображения, x , y , z – координаты в системе координат, связанной с камерой, α_u и α_v – коэффициенты масштабирования по вертикали и горизонтали, u_0 и v_0 – координаты точки пересечения оптической оси камеры с плоскостью изображения. Такое линейное приближение в большинстве случаев является достаточным, при этом игнорируется размытие изображения вне фокальной плоскости.

В результате определения искомого расстояния для всех точек изображения можно построить *карту глубин* - зависимость расстояния до поверхности объекта от координат соответствующего пикселя на изображениях.

В рассматриваемом методе используются наборы паттернов в виде чередующихся вертикальных белых и черных полос, как показано на рис.2.

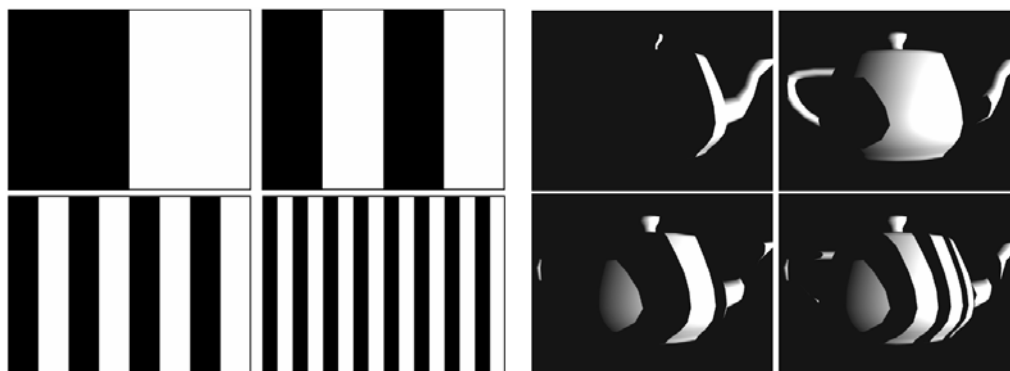


Рис. 2. Бинарные паттерны и освещенный ими объект

Каждый паттерн кодирует один бит в двоичном представлении горизонтальной координаты точек паттерна.

Повышение помехоустойчивости

В случае использования бинарных паттернов при анализе изображений возникает возможность ошибочной классификации пикселя как освещенного или не освещенного. Вероятность такой ошибки особенно велика на границе полос, где из-за неточности фокусировки и других причин получаются полутонные градации серого. При простом бинарном кодировании в центре всех паттернов находится черно-белая граница, таким образом, велика вероятность ошибочного декодирования сразу нескольких бит.

Для решения этой проблемы вместо простых двоичных кодов используются коды Грея (рефлексные двоичные коды). Каждому числу сопоставляется определенная битовая последовательность, так что последовательности соседних чисел отличаются в одном разряде. При этом ошибочное декодирование бита на черно-белой границе приводит к незначительной погрешности в измерении координаты, и на разных паттернах расположение границ различно.

$n=1$	$n=2$	$n=3$	
0	0 0	0 0 0	┌──────────┐ │ │ │ └──────────┘
1	0 1	0 0 1	
	1 1	0 1 1	
	1 0	0 1 0	
		1 1 0	┌──────────┐ │ └──────────┘
		1 1 1	
		1 0 1	
		1 0 0	┌──────────┐ │ └──────────┘

Рис.3. Формирование кодов Грея

Код Грея длины $n + 1$ может быть получен из кода Грея длины n путем приписывания снизу к исходному коду его «отражения», где кодовые последовательности идут в обратном порядке, а затем приписывания слева нового бита, который для первой половины

последовательности равен нулю, а для второй половины – единице. Пример получения кодов Грея продемонстрирован на рис. 3.

Коды Грея требуют столько же бит для представления чисел, сколько и простые двоичные коды. В типичном случае используются $n = 10$ бит для представления координат от 0 до 1023. Набор паттернов, полученных из кодов Грея при $n = 4$, изображен на рис. 4.

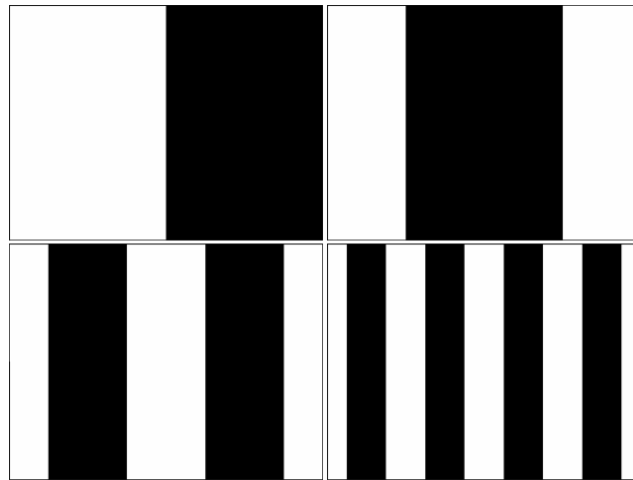


Рис.4. Паттерны на основе кодов Грея

Для устранения влияния паразитного внешнего освещения целесообразно зарегистрировать изображение с полностью черным паттерном и вычесть из остальных изображений. Из-за переотражения излучения проектора внутри сцены возникает дополнительная нежелательная подсветка, влияние которой можно частично устранить регулировкой яркости изображения черного паттерна.

На рис.5 приведено изображение сложной сцены при освещении бинарным паттерном до и после обработки таким способом.

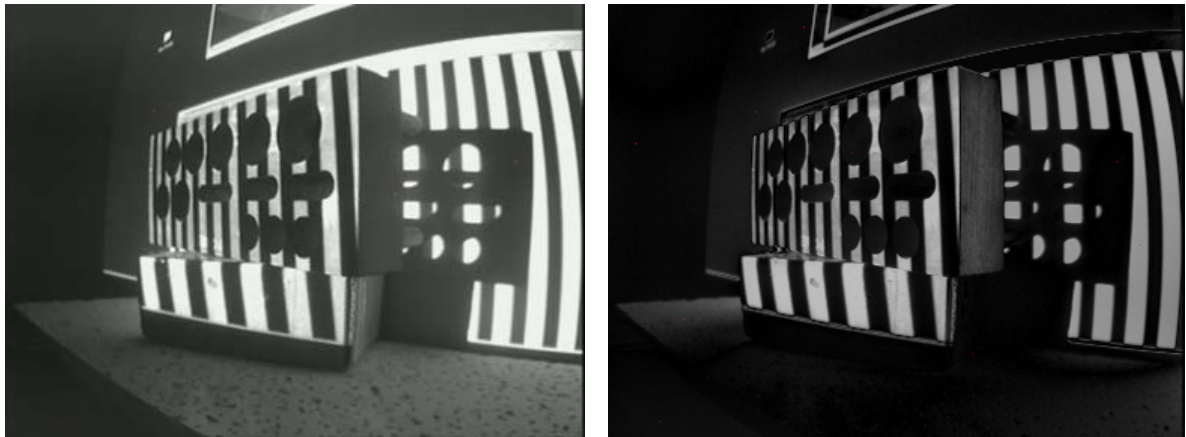


Рис.5. Устранение влияния внешнего освещения.

При использовании аналоговой аппаратуры (видеокамеры и устройства видеозахвата) в некоторых случаях возникают помехи импульсного характера, приводящие к появлению одиночных ярких пикселей в видеокадрах и ошибочному распознаванию бита на одном из паттернов. Хорошие результаты по устранению таких помех дает применение медианного фильтра с шириной окна $N = 5$ к полученной карте глубин. Медианный фильтр действует следующим образом: вокруг данного пикселя в соответствующей строке выбирается $N-1$ соседних, и их глубины заносятся в массив. После этого массив сортируется в порядке возрастания, и глубина, соответствующая данному пикселю, заменяется глубиной, которая

оказалась в центре массива после сортировки. Таким образом, монотонные последовательности остаются без изменений, а короткие импульсные помехи заменяются одним из соседних значений. Медианный фильтр полезен и при коррекции битовых ошибок, возникающих в результате ошибочной классификации пикселей. Примеры применения фильтра для устранения ошибок этого вида иллюстрируется на рис.6. и 7.

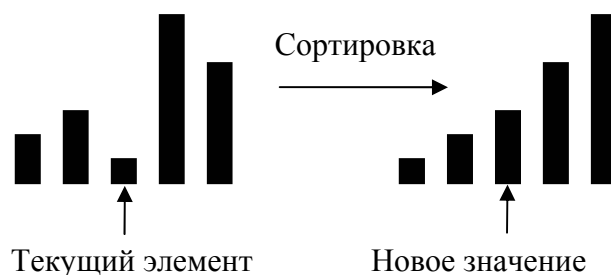


Рис.6. Пример медианной фильтрации

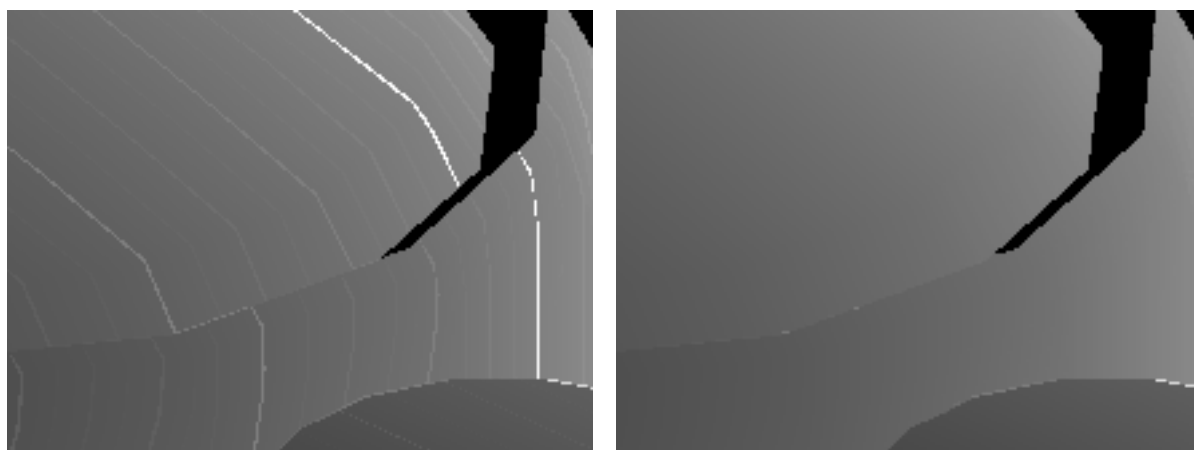


Рис.7. Результат построчной медианной фильтрации

Экспериментальные результаты

Метод бинарных паттернов с применением кодов Грея и медианной фильтрации был применен для восстановления формы смоделированных поверхностей и поверхностей реальных объектов. В случае реальной сцены потребовалось применение фильтрации и устранение влияния внешнего освещения.

Примеры поверхностей, смоделированных в пакете 3D Studio Max, показаны на рис. 8. Результат восстановления формы поверхностей представлен на рис. 9.

При прорисовке поверхностей были исключены треугольники с длиной ребер выше некоторого порога, поскольку такие треугольники, как правило, образуются на границе двух частично перекрывающихся объектов, не связанных между собой, и не представляют интереса.

Из рис. 9 видно, что форма поверхностей успешно восстановлена для тех областей, которые достаточно освещены, включая области с полутоновыми значениями яркости. Поскольку восстановление проведено только для одного ракурса при фиксированных геометрических соотношениях в системе освещения-наблюдения (см. рис. 1), не восстановлена форма затененных участков. Этот недостаток преодолевается при совместной обработке данных, полученных для нескольких ракурсов освещения-наблюдения, например, при использовании нескольких видеокамер или при вращении объекта.

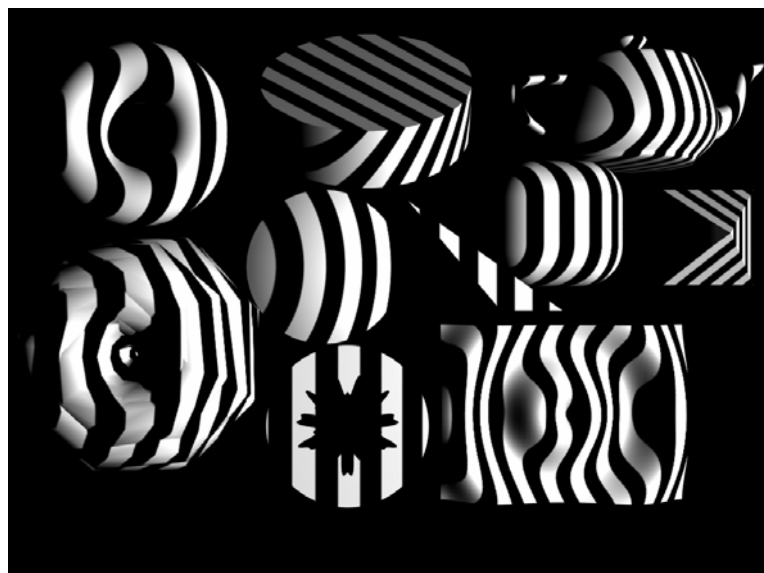


Рис.8. Примеры поверхностей, освещенных одним из паттернов

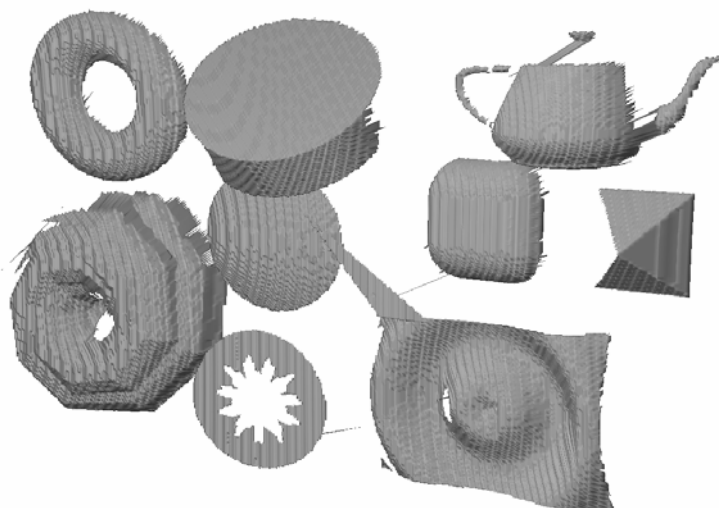


Рис.9. Результат восстановления смоделированных поверхностей

При восстановлении поверхности реального объекта была использована черно-белая видеокамера, LCD-проектор и плата видеозахвата MiroVideo DC10+. Использовалась несложная видеокамера с разрешением 384×288 пикселей.

На рис. 10 показана картина сложной сцены с реальным объектом (физическая модель кассеты для хранения механических элементов), освещенной паттерном с наименьшим шагом полос.

На рисунке ясно видны области поверхностей объекта, в которых разрешающая способность камеры для данного паттерна является недостаточной: полосы неразличимы от фона, в частности, полосы на белой фоновой поверхности из-за размытия и недостаточного разрешения видеокамеры выглядят полностью белыми, что привело к появлению многочисленных битовых ошибок в младших разрядах.

Результат восстановления формы объекта представлен на рис. 11.

Благодаря свойству кодов Грея, битовые ошибки внесли лишь небольшую погрешность в измеренные координаты поверхности.

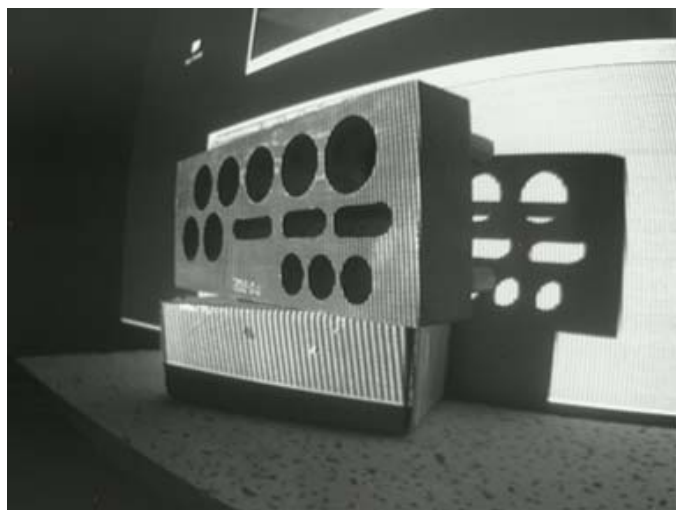


Рис.10. Реальная сцена при освещении одним из паттернов

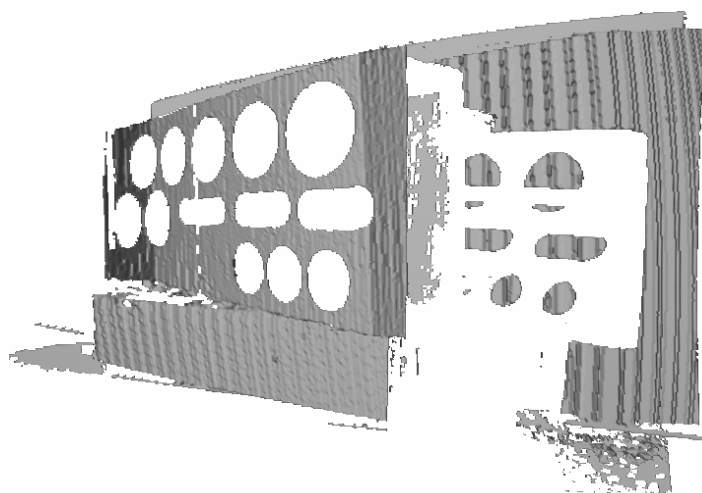


Рис.11. Результат восстановления поверхности реального объекта

Заключение

Метод бинарных паттернов при использовании кодов Грея обладает хорошей помехоустойчивостью, практически не накладывает ограничений на форму исследуемой поверхности и обеспечивает удовлетворительную разрешающую способность при восстановлении формы поверхности.

Использование различных методов обработки изображений и карты глубин значительно уменьшило влияние помех и внешнего освещения. Применение медианного фильтра позволило повысить помехоустойчивость системы при возникновении битовых ошибок, вызванных ошибочной классификацией пикселей.

Литература

1. Wiegmann A., Wagner H., Kowarschik R.. Human face measurement by projecting bandlimited random patterns // Opt. Expr. 2006. V.14. P. 7692-7698.
2. Salvi J., Pages J., Batlle J. Pattern codification strategies in structured light systems //Pattern Recognition. 2004. V.37(4). P. 827-849.
3. Fofi D., Mouaddib E.M., Salvi J. 3-D reconstruction from an uncalibrated structured light sensor. ИИА 99-14-RR.

ТЕХНОЛОГИИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА: АНАЛИЗ ПРОБЛЕМАТИКИ И ПОСТРОЕНИЕ СТРУКТУРЫ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

А.С. Потапов

В целях разработки структуры учебной дисциплины «Технологии искусственного интеллекта» выполнен анализ данной научной области и выделены основные парадигмы, принимавшиеся в процессе ее развития, определены взаимосвязи между отдельными разделами дисциплины.

Введение

Искусственный интеллект (ИИ) представляет собой активно развивающуюся область знаний, имеющих во многом междисциплинарный характер. Изучение проблематики ИИ способствует формированию у студентов системного подхода к решению сложных научных и технических проблем, а также позволяет освоить концепции и методы, полезные при изучении других специальных дисциплин. В частности, многие методы ИИ востребованы при решении задач в области автоматической обработки изображений и при разработке систем технического зрения, поэтому учебная дисциплина, посвященная технологиям искусственного интеллекта, представляется целесообразной для изучения студентами соответствующих специальностей.

Задачей курса должно быть не просто ознакомление студентов с разрозненным набором методов, имеющих практическое значение, или детальное изучение одного из разделов ИИ, но формирование целостного представления об области ИИ и ее теоретических основах. Это должно способствовать более глубокому пониманию и лучшему усвоению конкретных практических методов и создавать возможность их самостоятельного применения в задачах, не рассмотренных в рамках курса.

Анализ показал, что из-за отсутствия должной систематизации в области теории и методов ИИ указанная задача во многих существующих учебных курсах не решается. Изложение всех разделов ИИ за ограниченное время часто оказывается чрезвычайно фрагментарным, поэтому в учебных курсах ограничиваются лишь детальным рассмотрением одного раздела, например, посвященного проблеме представления знаний и экспертным системам, несмотря на то, что эти курсы предлагаются как курсы по ИИ в целом [1-3]. Подобные курсы, на наш взгляд, не в состоянии сформировать у студентов общего и целостного представления о проблематике ИИ, а также не предоставляют студентам многообразия методов, которое в действительности существует в разных областях ИИ.

При более полном изложении дисциплина по своему содержанию, как правило, распадается на разделы, мало связанные между собой (см., напр., [4, 5]). Подобные литературные источники могут быть полезны в качестве справочников, однако недостаточны для глубокого понимания и усвоения материала. В то же время, искусственный интеллект представляет собой самостоятельную область науки, обладающую собственными предметом исследования и методологией. Это подтверждает существование тесных взаимосвязей между отдельными ее разделами, что должно быть отражено в структуре учебного курса.

Таким образом, актуальной является задача анализа проблематики ИИ, которая должна быть отражена в структуре учебной дисциплины «Технологии искусственного интеллекта». Предлагается выделить разделы дисциплины в соответствии с основными парадигмами, которые принимались в процессе развития данной научной области. Связи между разделами устанавливаются в результате анализа причин, приводивших к смене парадигм.

Анализ проблематики в области искусственного интеллекта

Область науки об искусственном интеллекте является крайне неоднородной и включает многие разделы, о которых можно судить по секциям конференций и рубрикам журналов, посвященных ИИ.

Часто в этой области выделяются, например, следующие разделы:

- машинный перевод;
- автоматическое реферирование и информационный поиск;
- системы речевого общения;
- игровой интеллект, доказательство теорем и автоматизация научных исследований;
- компьютерное зрение;
- извлечение данных;
- сочинение текстов и музыки и др.

Очевидно, все упомянутые разделы относятся к применению методов ИИ. Таким образом, следует говорить об исследовании ИИ на примерах решения задач машинного перевода, доказательства теорем и т. д. Эти разделы играют большую роль в развитии области ИИ, однако их использование в качестве основы структуры учебной дисциплины неправомерно: каждая из задач требует привлечения разнообразных методов, которые также применяются и при решении других задач.

В области ИИ существует также другая группа разделов, которые можно выделить по привлекаемому математическому аппарату или некоторой центральной концепции, лежащей в их основе. В частности, к таким разделам можно отнести:

- искусственные нейронные сети;
- эволюционные вычисления;
- распознавание образов;
- экспертные системы;
- эвристическое программирование;
- мультиагентный подход и т. д.

В каждом из этих разделов имеется собственная терминология, что делает их сравнительно изолированными. С другой стороны, методы каждого из разделов применимы ко множеству задач. Области применения этих групп методов перекрываются, но ни одна из групп не покрывает всех приложений ИИ. Таким образом, ни один из этих разделов не может быть обозначен как центральный для области ИИ в целом. Поскольку в рамках разных подходов часто решаются одинаковые задачи, причем методы решения не просто взаимозаменяемы, но и в некотором смысле эквивалентны, то в структуре области ИИ должен быть еще более глубокий слой, который в зависимости от привлекаемых математических представлений и решаемых задач проецируется на разные подходы.

На наш взгляд, этот глубокий слой определяется совокупностью взаимно несводимых друг к другу элементов, которые лежат в основе мышления. Переход от исследования одного элемента к другому обуславливал смену парадигм в области ИИ. Эти переходы отражают путь научной мысли в процессе развития данной области.

Широко распространено утверждение, что онтогенез в определенной степени повторяет филогенез. И действительно, изучение различных дисциплин, как правило, начинается с наиболее ранних результатов, достигнутых в соответствующей области, поскольку эти результаты наиболее доступны для понимания неподготовленному человеку. Изложение вопросов ИИ часто следует этому принципу (см., напр., [4]), однако при этом могут не учитываться предпосылки возникновения идей, породивших отдельные этапы в истории области ИИ, и логика внутреннего развития области, связывающая эти этапы.

Развитие науки об искусственном интеллекте

Первые исследователи в области ИИ вначале были вынуждены заимствовать идеи из других дисциплин, занимающихся изучением интеллекта естественного. В психологии в первой половине XX века при исследовании поведения животных была обнаружена чрезвычайно большая роль поиска, который начинает осуществляться в ответ на ситуацию, для которой нет готового решения. Причем, если для низших животных этот поиск происходит во внешнем пространстве, то для высших животных такой поиск, сначала тоже выражающийся в перепроизводстве движения, может внезапно перейти в какой-то сложный внутренний процесс, реализующий поиск в ментальном пространстве, «лабиринте» состояний, достижимых путем выполнения доступных действий. В результате была сформирована лабиринтная гипотеза мышления.

«Лабиринтная» гипотеза была развита первыми специалистами по ИИ, предмет исследования которых составляли интеллектуальные игры и доказательство теорем, где концепция поиска также играла ключевую роль. При этом полагалось, что суть интеллекта состоит в решении проблем, а сам процесс решения может быть представлен как поиск пути от исходных данных к ответу в пространстве возможных решений (или как поиск пути от имеющихся средств к конечной цели через достижимые подцели). Однако со временем обнаружилась ограниченность подобных систем: для них формализованное описание задачи должно было составляться человеком. Возникла проблема формирования самого «лабиринта», для решения которой необходимо было, чтобы машинная система могла использовать знания из предметной области. Более того, не удалось найти универсального алгоритма, эффективно решающего любую задачу поиска.

Проблема представления знаний стала доминирующей с середины 1970-х годов, чему также способствовала бурно развивающаяся в то время отрасль компьютерной лингвистики. Системы, основанные на знаниях, нашли широкое применение в виде экспертных систем, с которыми одно время отождествлялась чуть ли не вся область ИИ. Экспертные системы, используя знания о предметной области, оказались способными строить формальные описания задач, сформулированных на ограниченном естественном языке для одной узкой предметной области. Поиск решения проблемы в системах, основанных на знаниях, превратился в проблему манипулирования знаниями, в чем и усматривалась теперь суть мышления. Важно отметить, что проблема манипулирования знаниями является более узкой и более конкретной, чем проблема поиска вообще.

Однако по мере развития данного направления была выявлена другая проблема, а именно проблема автоматического извлечения знаний. Более широко эта проблема была сформулирована как проблема машинного обучения. Хотя и раньше важность обучения понималась многими учеными, только после исследований в области представления знаний стало ясно, насколько большой объем информации получает человек в процессе обучения и насколько трудоемко закладывать эти знания в машинные системы вручную. Выделившись в самостоятельное направление, машинное обучение в 1980-е годы стало привлекать все большее внимание и в результате стало центральным в области ИИ. Интеллект перестал пониматься как некий готовый продукт, который можно воспроизвести, или как фиксированная способность к решению задач или манипулированию знаниями.

Смена парадигмы привела к постановке новых проблем в ранее исследованных направлениях. В частности, в задачах поиска была сформулирована проблема автоматического построения эвристик поиска (оптимизации поиска), которая, однако, все еще остается мало исследованной. Методы машинного обучения в задачах извлечения знаний применяются к неопределенным и противоречивым данным наблюдения, поэтому и порождаемые в результате знания не обладают полной достоверностью. Как следствие, возникает проблема представления нечетких знаний, а проблема манипулирования знаниями превращается в проблему рассуждений в условиях неопределенности.

Еще одна группа проблем связана с применением методов обучения к самой проблеме обучения, т.е. с метаобучением. В частности, если в задачах извлечения знаний подразумевается, что представления знаний являются заданными априори и нужно лишь построить систему знаний в рамках этих представлений, то в задачах метаобучения ставится вопрос об автоматическом построении самих представлений, детали которых могут сильно меняться в зависимости от предметной области. Подобные проблемы являются очень сложными и мало изученными. Однако их решение необходимо для снятия следующего ограничения для машинных систем – их способности функционировать только в узкой предметной области.

Итак, исследования в области ИИ начались с парадигмы «мышление как поиск» и с разработки методов решения формально поставленных задач. Дальнейшая смена парадигм была связана с увеличением универсальности машинных систем, благодаря уменьшению объема информации, подготавливаемой для них человеком. Если на первом этапе развития ИИ описание каждой задачи формировалось человеком, то на втором этапе человек уже задавал описание некоторой (достаточно узкой) предметной области, включающей целый комплекс задач. На третьем этапе машинная система получает возможность, по крайней мере частично, строить описание предметной области самостоятельно в рамках заданного человеком представления.

На рис. 1 представлена схема, условно изображающая структуру базового уровня области искусственного интеллекта (той ее части, которая к настоящему времени является сравнительно устоявшейся).

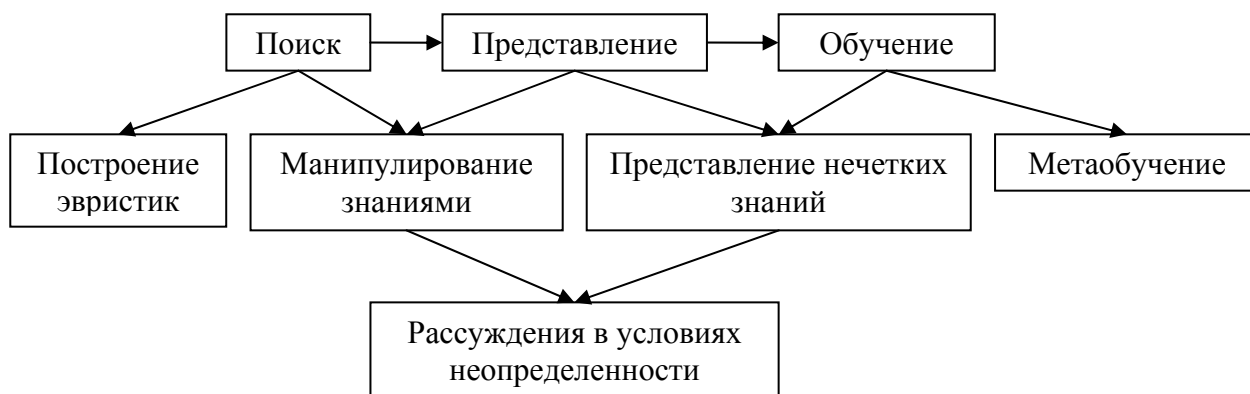


Рис. 1. Структура базового уровня области искусственного интеллекта

Последующее развитие области ИИ, по-видимому, связано с дальнейшей универсализацией машинных систем и получением ими более широкого доступа к информации. Последнее может быть связано с направлением, в рамках которого исследуются воплощенные системы, т.е. системы, помещенные в конкретное информационное, физическое, социальное окружение. Это направление не является принципиально новым, так как многое заимствует из робототехники. Однако в воплощенных системах подразумевается, что поступающая сенсорная информация должна служить основой обучения, в результате которого должна формироваться система знаний с целью их использования для последующего решения поставленных задач. Проблема обучения «с нуля» на основе сенсорной информации ставит множество дополнительных проблем, решение которых еще предстоит искать в будущем. Возможно, современное состояние в области ИИ можно охарактеризовать как этап синтеза, на котором происходит объединение методов, полученных ранее в рамках изолированных направлений исследований.

Выше выделены три базовых проблемы (и несколько производных от них), которые обуславливали развитие области ИИ до настоящего момента (хотя, возможно, их число больше). Таким образом, структуру области ИИ можно условно разделить на три уровня (см.

рис. 2). Результаты проведенного анализа были использованы для построения структуры учебной дисциплины «Технологии искусственного интеллекта».

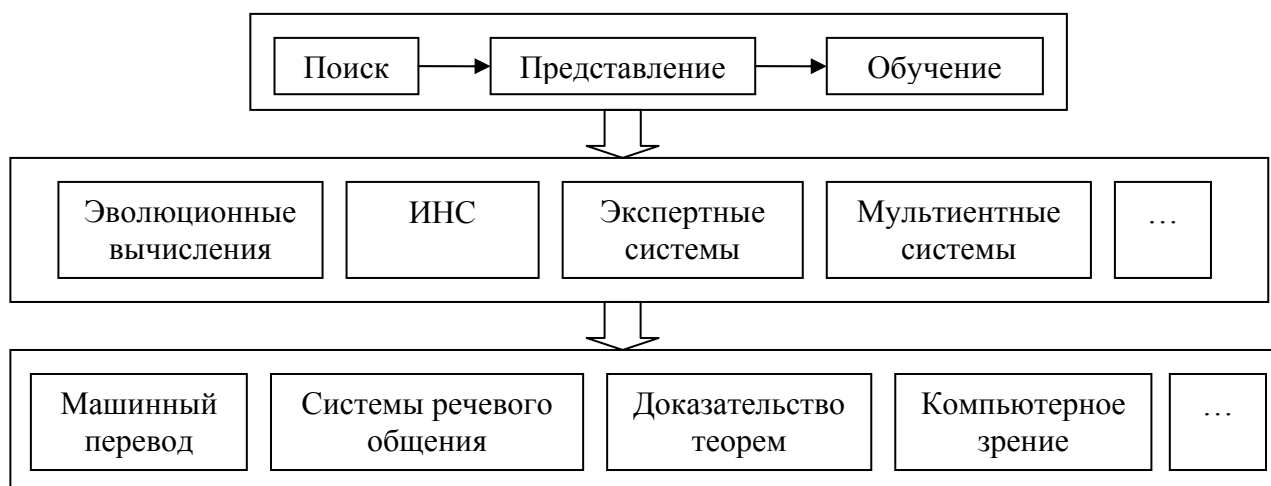


Рис. 2. Общая структура области искусственного интеллекта

Структура учебной дисциплины «Технологии искусственного интеллекта»

Как отмечалось выше, последовательность рассмотрения проблем ИИ в рамках учебной дисциплины должна отражать последовательность сменявших друг друга центральных парадигм в этой области. При этом можно выделить три основных раздела в учебном курсе: поиск в пространстве решений, представление знаний и машинное обучение. Отметим, что разделы, находящиеся на других уровнях в структуре области ИИ (см. рис. 2) не связаны хронологически. В частности, проблемы машинного перевода, компьютерного зрения, автоматического доказательства теорем и т. д. появились практически одновременно, в связи с чем строить на их основе последовательное изложение курса затруднительно.

Каждый из трех указанных разделов далее структурируется на основе групп методов (разделы второго уровня), призванных решить соответствующую ему проблему. В области поиска это методы эвристического программирования и методы, построенные на основе эволюционных вычислений. Сюда следует также включить классические методы поиска в непрерывных пространствах решений.

В области представления знаний существуют многочисленные решения: ассоциативные и семантические сети, системы правил, деревья решений, сценарии, фреймы и т.д., – которые образуют собственную структуру данного раздела. При обсуждении этих представлений следует также коснуться вопроса манипулирования знаниями, в котором объединяются две проблемы: поиск и представление.

В области машинного обучения можно выделить два основных (наиболее изученных) подраздела: распознавание образов в непрерывных признаковых пространствах и восстановление символьных представлений (куда можно также отнести синтаксические и логические методы распознавания).

В области распознавания образов существует несколько групп задач, на основе которых демонстрируются основные типы обучения: с учителем, с подкреплением, без учителя и некоторые другие. При этом используются методы поиска в непрерывных пространствах решений.

Методы восстановления символьных представлений естественным образом разделяются по типу представлений (формальные грамматики, деревья решений и т.д.). Эти методы используют также результаты из области эвристического программирования. При восстановлении символьных представлений порождаются недостоверные знания, что можно

продемонстрировать на примере стохастических грамматик или стохастических деревьев решений.

Таким образом, общую структуру курса можно представить в виде:

1. Проблема поиска.
 - 1) Эвристическое программирование.
 - 2) Поиск в непрерывных пространствах решений.
 - 3) Эволюционные вычисления.
2. Представление знаний.
 - 1) Наборы правил, деревья решений.
 - 2) Формальные грамматики, семантические сети.
 - 3) Фреймы, сценарии и др.
3. Машинное обучение.
 - 1) Распознавание образов.
 - 2) Методы восстановления символьных представлений.

Предлагаемая структура отражает лишь «линейную» организацию материала. Однако по мере чтения курса следует устанавливать те взаимосвязи между разделами, о которых говорилось выше. Заметим, что мы не коснулись еще одного уровня в структуре области ИИ, а именно тех разделов, которые посвящены применению методов ИИ в различных областях человеческой деятельности. Изложение методов ИИ следует осуществлять на примерах из этих областей, при этом выбор конкретных примеров можно варьировать в зависимости от специальности, в рамках которой осуществляется подготовка студентов.

Заключение

Разработанная структура учебной дисциплины «Технологии искусственного интеллекта» отражает внутреннюю логику развития области ИИ, в которой сменились три основные парадигмы: «поиск в пространстве решений», «представление знаний» и «машинное обучение». Эти парадигмы не отвергали друг друга, а дополняли, порождая новые проблемы, такие как манипулирование знаниями, представление недостоверных и противоречивых знаний и т. д., которые также отражены в учебном курсе. Методы и технологии искусственного интеллекта, упорядоченные в соответствии с разработанной структурой, составляют основное содержание курса.

Изложение материала данной дисциплины в определенном порядке с установлением взаимосвязей между методами различных ее разделов, на наш взгляд, является ключевым для целостного восприятия и глубокого усвоения дисциплины студентами.

Литература

1. Смолин Д.В. Введение в искусственный интеллект: конспект лекций. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
2. Гаврилов А.В. Системы искусственного интеллекта: Учеб. пособие: в 2-х ч. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2001. Ч. 1.
3. Тельнов Ю.Ф. Интеллектуальные информационные системы (Учебное пособие). М., 2000.
4. Люгер Д.Ф. Искусственный интеллект: стратегии и методы решения сложных проблем. 4-е изд. Пер. с англ. М.: Изд. дом «Вильямс», 2003.
5. Рассел С., Норвиг П. Искусственный интеллект: современный подход (AIMA). 2-е изд. Пер. с англ. М.: Изд. дом «Вильямс», 2005.

Автаева Светлана Владимировна – сотрудник Кыргызско-Российского Славянского университета

Амосова Лариса Павловна – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО

Андреев Андрей Леонидович – кандидат технических наук, доцент кафедры ОЭПиС

Андреев Лев Николаевич – доктор технических наук, профессор кафедры ПиКО

Андреева Наталья Владимировна – ассистент кафедры ФиОК

Араканцев Константин Геннадьевич – студент кафедры ОЭПиС

Бедрин Александр Геннадьевич – кандидат технических наук, начальник лаборатории НИИ КОЭП

Белашенков Николай Романович – кандидат технических наук, помощник технического директора ОАО «ЛОМО»

Бехтерев Александр Николаевич – кандидат физико-математических наук, докторант

Бехтерев Владимир Николаевич – кандидат химических наук, старший научный сотрудник НИЦ курортологии и реабилитации Черноморского зонального управления специализированных санаториев Министерства здравоохранения и социального развития РФ, г. Сочи.

Богатинский Егор Маркович – студент кафедры ОЭПиС

Бурбаев Амир Маруанович – доцент кафедры КиПОП

Васильев Александр Анатольевич – аспирант кафедры КФ

Веттегрень Виктор Иванович – доктор физико-математических наук, профессор Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Власова Елена Николаевна – научный сотрудник Института высокомолекулярных соединений РАН

Герасимов Геннадий Николаевич – доктор физико-математических наук, профессор, зам. директора ГОИ им. С.И.Вавилова

Волкова Галина Аркадьевна – сотрудник НПК ГОИ им. С.И.Вавилова

Волчек Борис Захарович – кандидат физико-математических наук, ведущий специалист Института высокомолекулярных соединений РАН

Волынский Максим Александрович – студент кафедры компьютерной фотоники

Воронин Юрий Михайлович – кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО

Ворыпаев Григорий Георгиевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО

Голодкова Ирина Олеговна – студентка кафедры ПиКО

Голубев Евгений Михайлович – старший научный сотрудник ЦИОТ

Горбунова Елена Васильевна – инженер кафедры ОЭПиС

Горляк Андрей Николаевич – кандидат технических наук, научный сотрудник Центра микротехнологии и диагностики СПбГЭТУ

Грамматин Александр Пантелеймонович – доктор технических наук, профессор кафедры ПиКО

Гуров Игорь Петрович – доктор технических наук, профессор, заведующий КФ

Деулин Борис Иванович – старший преподаватель кафедры «Теплотехника и электротехника» Орловского государственного аграрного университета

Егоров Геннадий Васильевич – доцент кафедры КиПОП

Жилин Александр Александрович – зам. директора НИТИОМ ГОИ им. С.И.Вавилова

Жуков Дмитрий Валерьевич – студент кафедры ОЭПиС

Захаров Алексей Сергеевич – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной фотоники

Зацепина Ирина Евгеньевна – студентка кафедры КиПОП

Зверева Галина Николаевна – сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПб ГУ ИТМО

Землянский Владимир Сергеевич – аспирант кафедры ТТОЭ

Златов Андрей Сергеевич – студент кафедры ОТиМ

Золотарев Владимир Михайлович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры КФ

Иванов Александр Николаевич – аспирант кафедры КиПОП

Иванова Светлана Эдуардовна – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПб ГУ ИТМО

Кайрыев Нурланбек Жутанович – сотрудник Кыргызско-Российского Славянского университета

Каракулев Юрий Александрович – кандидат технических наук, доцент кафедры КиПОП

Карташова Мария Арсеньевна – старший научный сотрудник

Кирилловский Владимир Константинович – доктор технических наук, профессор кафедры ПиКО

Кононова Ольга Николаевна – инженер 1-ой кат.

Коншина Елена Анатольевна – кандидат технических наук; старший научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО

Коняхин Игорь Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры ОЭПиС

Коротаев Валерий Викторович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой ОЭПиС

Крылов Борис Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПб ГУ ИТМО

Куликов Алексей Николаевич – аспирант кафедры ПиКО

Кулумбаев Эссен Болотович – сотрудник Кыргызско-Российского Славянского университета

Латыев Святослав Михайлович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой КиПОП

Лебедько Евгений Георгиевич – доктор технических наук, профессор кафедры ОЭПиС

Левина Ольгша Владимировна – научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПб ГУ ИТМО

Логинов Андрей Васильевич – доктор физико-математических наук, профессор РГГМУ

Лопатин Александр Иосифович – кандидат физико-математических наук, начальник отдела ОАО «ЛОМО»

Малешин Михаил Николаевич – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник

Малов Андрей Михайлович – аспирант кафедры КФ

Мамалимов Рустам Исмагилович – аспирант

Мамедов Роман Камильевич – доктор технических наук, профессор кафедры КФ

Мельников Алексей Владимирович – аспирант кафедры КФ

Мусяков Владимир Леонидович – кандидат технических наук, доцент кафедры ОЭПиС

Нагибин Юрий Тихонович – доцент кафедры ТТОЭ

Назаров Виктор Николаевич – кандидат технических наук, доцент кафедры КиПОП

Нгуен Ву Тунг – аспирант кафедры ОЭПиС

Нелепец Андрей Владимирович – аспирант кафедры КЭиБМО

Новиков Александр Александрович – магистр технической физики, аспирант кафедры ТТОЭ

Павлов Александр Владимирович – кандидат технических наук, доцент кафедры фотоники и оптоинформатики

Потапов Алексей Сергеевич – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной фотоники

Прокопенко Виктор Трофимович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой ТТОЭ

Прудников Евгений Дмитриевич – кандидат химических наук, руководитель лаборатории «Экоаналитический учебно-научный центр» Института земной коры Санкт-Петербургского государственного университета

Пшеницын Владимир Ильич – доктор физико-математических наук, **СПбГУВТ**

Сарычев Дмитрий Юрьевич – аспирант кафедры ПКС

Сачков Дмитрий Юрьевич – студент кафедры ЛТБиБМО

Секарин Константин Геннадьевич – аспирант кафедры ТТОЭ

Скалецкая Ирина Евгеньевна – аспирантка кафедры ТТОЭ

Скорняков Андрей Владимирович – сотрудник Кыргызско-Российского Славянского университета

Смирнова Елена Викторовна – студентка кафедры КиПОП

Степанчук Андрей Александрович – аспирант кафедры ТОМ, **СПбГТИ (ТУ)**

Сычев Михаил Михайлович – аспирант **СПбГТИ(ТУ)**

Таратин Михаил Александрович – ведущий программист ООО «Технологические системы»

Тарлыков Владимир Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры КЭиБМО

Тимофеев Александр Николаевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией кафедры ОЭПиС

Ткачук Александра Михайловна – канд. физико-математических наук, . ведущий научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО
Трофимов Владимир Анатольевич – кандидат технических наук, доцент кафедры ТТОЭ

Трухин Михаил Михайлович – генеральный директор НПП ФОКУС

Туркбоев Ашурбек – доктор технических наук, профессор кафедры ТТОЭ

Усик Александр Александрович – студент кафедры ОЭПиС

Федоров Михаил Александрович – научный сотрудник Центра «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО

Филиппов Геннадий Николаевич – ведущий инженер НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем

Фролов Дмитрий Николаевич – заместитель генерального директора НПП «ФОКУС»

Хлопонин Леонид Викторович – старший научный сотрудник кафедры КЭиБМО

Храмов Валерий Юрьевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой КЭиБМО

Храмцовский Игорь Анатольевич – кандидат технических наук, научный сотрудник каф ТТОЭ

Чан Куок Туан – аспирант кафедры ПиКО

Черкасова Дина Николаевна – кандидат технических наук, доцент кафедры ПиКО

Чертов Александр Николаевич – аспирант кафедры ОЭПиС

Шарок Лариса Павловна – старший преподаватель кафедры ТТОЭ

Шереметьева Татьяна Анатольевна – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем

Щекин Станислав Борисович – студент кафедры компьютерных технологий

Щербаков Игорь Петрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Юрьева Ольга Сергеевна – студентка кафедры ПиКО

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ	3
Каракулев Ю.А., Зацепина И.Е. Применение электронных таблиц для определения качества изделий	3
Смирнова Е.В., Латыев С.М. Стенд для исследования чувствительности наводок	7
Иванов А.Н., Назаров В.Н. Исследование возможности построения дифракционных схем контроля, использующих амплитудно-фазовую квазирешетку	10
Бурбаев А.М., Егоров Г.В., Тимофеев В.А. Установка для оценки качества микрообъектива по изображению «точечной» диафрагмы	15
Бурбаев А.М., Егоров Г.В. Измерение децентрировок линз в оправках для микрообъективов	22
Кирилловский В. К., Трухин М.М., Фролов Д.Н. Интерферометрический контроль качества деталей объективов	27
 ПРИКЛАДНАЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ОПТИКА	 38
Кирилловский В.К., Куликов А.Н. Контроль оптики микрообъективов на интерферометре бокового сдвига по схеме Ронки	38
Черкасова Д.Н., Юрьева О.С. Возможности оптических технологий при исследовании аберраций глаза	46
Андреев Л.Н., Голодкова И.О. Синтез светосильного зеркально-линзового объектива с плоской поверхностью изображения	50
Грамматин А.П., Чан К.Т. Спектроразделительная оптическая система для приборов, работающих одновременно в двух различных областях ИК спектра	54
Кирилловский В.К. Экспериментальное исследование распределения излучения от субмикронного отверстия при моделировании структуры ближнего поля	59
 ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ В ОПТИЧЕСКОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ	 67
Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д. Атомно-абсорбционный анализатор микроколичеств элементов	67
Скалецкая И.Е., Прокопенко В.Т. К определению оптических констант новых образцов стеклокерамики поляризационно-оптическим методом.	70
Землянский В.С., Степанчук А.А., Храмцовский И.А., Горляк А.Н. Эллипсометрический метод технологического контроля элементов лазерной техники и градиентной оптики.	81
Новиков А.А., Горляк А.Н., Степанчук А.А., Храмцовский И.А. Спектроскопический и эллипсометрический методы аттестации потоков оптического излучения в поверхностном слое и материале элементов ионных и эксимерных лазеров.	88
Степанчук А.А., Сычев М.М., Землянский В.С., Пшеницын В.И., Храмцовский И.А., Туркбоев А. Гидролизный механизм формирования волноводных слоев в фторсодержащих системах	97
Секарин К.Г., Трофимов В.А., Шарок Л.П. Психология зрительного восприятия неоднородности свойств объекта в системах неразрушающего контроля	105

ФОТОНИКА И ОПТОИНФОРМАТИКА..... 109

Ткачук А.М., Иванова С.Э., Сарычев Ю.А. Исследование процессов межионного взаимодействия в новых лазерных кристаллах двойного фторида натрия-иттрия с РЗИ (РЗИ=Er, Yb)	109
Коншина Е.А., Федоров М. А., Амосова Л. П., Воронин Ю. М. Влияние нанорельефа поверхности на ориентационные и электрооптические эффекты в нематических жидких кристаллах	127
Андреева Н.В., Златов А.С. Организация и проведение учебной практики десятиклассников в рамках программы «Оптоинформатика в средней школе»	136
Павлов А.В. О реализации хаотической динамики в схеме Фурье-голографии применительно к задаче моделирования творческого мышления	140

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ И МАТЕРИАЛОВ ФОТОНИКИ 147

Золотарев В.М., Бехтерев А.Н., Бехтерев В.Н., Волчек Б.З., Власова Е.Н. Влияние структурно-химического строения окислородсодержащих веществ на кристаллизационную способность аморфной двуокиси кремния	147
Герасимов Г.Н., Халин Р., Крылов Б.Е., Арнесен А. Генерация вынужденного ВУФ излучения.....	152
Карташова М.А., Кононова О.Н., Логинов А.В., Малешин М.Н. Индуктивно связанная плазма низкого давления в применении к элементному и молекулярному эмиссионному анализу.....	157
Волкова Г.А., Зверева Г.Н., Автаева С.В., Кулумбаев Э.Б., Кайрыев Н.Ж., Скорняков А.В. Исследование и моделирование барьерных разрядов с целью оптимизации эксимерных ламп	161
Бехтерев А.Н. Исследования пиро- и стеклоуглерода методом ИК- спектроскопии диффузного отражения в области основных колебательных мод.....	169
Бехтерев В.Н., Бехтерев А.Н., Золотарев В.М. Исследование явления парофазной экстракции карбоновых кислот из водных растворов методом ИК- Фурье спектроскопии	178
Мамалимов Р.И., Мамедов Р.К., Веттегрень В.И Щербаков И.П. Трибололюминесценция кристаллического кварца.....	182
Деулин Б.И. Применение метода комбинационного рассеяния для исследования абиогенных веществ в водных растворах кварца	187
Бедрин А.Н., Ворыпаев Г.Г., Голубев Е.М., Жилин А.Н., Левина О.В., Эльц В.К. Пирозлектрический калориметр для измерения спектрально- энергетических характеристик мощных плазменных излучателей в ВУФ области спектра.....	191
Бехтерев А.Н. Анализ стимулированных структурных превращений в композитах на основе нанокристаллического углерода с тубулярными и фуллереновыми фрагментами по данным ИК и КР-спектроскопии	194
Деулин Б.И. Об одном способе контроля химического состава водной среды методом комбинационного рассеяния света	203

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ 206

Араканцев К.Г., Коняхин И.А., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н. Теоретическое и экспериментальное исследование влияния параметров вертикального градиента температуры воздушного тракта на информативные свойства полихроматической оптической равносигнальной зоны	206
---	-----

Жуков Д.В., Усик А.А., Коняхин И.А. Аналитический обзор способов определения координат изображений точечных источников.....	212
Богатинский Е.М. Методика расчета пространственного распределения энергии в оптико–электронной системе с круговой оптической равносигнальной зоной.....	217
Лебедько Е.Г., Нгуен Ву Тунг. Влияние инерционности приемника на оценку длительности сигналов	222
Горбунова Е.В., Коротаев В.В., Тимофеев А.Н. Оценка погрешности работы цветового фотометрического блока сепаратора минерального сырья.....	228
Андреев А.Л. Лабораторный комплекс для изучения унифицированного модуля в составе комплексных систем охранно-пожарной сигнализации и экологического мониторинга.....	232
Чертов А.Н. Исследование влияния особенностей облучения алмазосодержащего сырья на регистрацию алмаза	237

ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И БИМЕДИЦИНСКАЯ ОПТИКА 242

Нелепец А.В., Тарлыков В.А. Формирование дифракционного поля в ближней зоне над поверхностью фрактального элемента	242
Сачков Д.Ю. Контроль качества внеосевой парабола лазерного интерферометра.....	248
Назаров В.В., Хлопонин Л.В., Храмов В.Ю. Мощный сверхкомпактный импульсный Nd:Yag лазер с пассивной модуляцией добротности	254

КОМПЬЮТЕРНАЯ ФОТОНИКА..... 260

Белашенков Н.Р., Гуров И.П., Лопатин А.И., Мельников А.В. Микроскоп-спектрофотометр с матричным фотоприемником	260
Гуров И.П., Лопатин А.И., Мельников А.В. Метод цветовой визуализации изображений микрообъектов в инфракрасной области	266
Лопатин А.И., Мельников А.В. Цветовое контрастирование изображений микрообъектов с использованием модификаций спектра.....	272
Волынский М.А., Гуров И.П., Захаров А.С. Нелинейная стохастическая фильтрация сигналов в интерферометрах с частично когерентным освещением.....	276
Таратин М.А., Гуров И.П. Визуализация изображений в оптической когерентной томографии методами пространственной фильтрации и теневого преобразования.....	283
Белашенков Н.Р., Васильев А.В., Гуров И.П., Лопатин А.И. Определение радиационной температуры удалённых объектов с использованием метода спектральной селекции излучения	289
Шереметьева Т.А., Филиппов Г.Н., Малов А.М. Метод визуализации гиперспектральных изображений в системах дистанционного зондирования	293
Щекин С.Б. Восстановление формы трехмерных объектов методами структурированного освещения.....	301
Потапов А.С. Технологии искусственного интеллекта: анализ проблематики и построение структуры учебной дисциплины	308

НАШИ АВТОРЫ..... 75

Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 43.
Современная оптика / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. –
СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 321 с.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО
Выпуск 43

СОВРЕМЕННАЯ ОПТИКА

Главный редактор
доктор технических наук, профессор
В.Н. Васильев

Дизайн обложки В.А. Петров, А.А. Колокольников
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать 15.12.07.

Заказ 1100. Тираж 100 экз.