

**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 49

**ОПТОТЕХНИКА,
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2008**

В научно-техническом вестнике СПбГУ ИТМО, Выпуск 49 «ОПТОТЕХНИКА, ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ» представлены работы, выполненные в рамках:

- инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» вузов России на 2007–2008 гг.;
- аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 гг.)» (Федеральное агентство по образованию);
- Федеральной целевой программы развития образования на 2006–2010 гг. (Федеральное агентство по образованию);
- Федеральной целевой программы развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 гг. (Федеральное агентство по науке и инновациям);
- Российского фонда фундаментальных исследований, а также инициативные разработки.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

ISSN 1819-222X

© Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики, 2008

ФАЗО-КОМПЕНСИРУЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ**Г.В. Никандров****Научный руководитель – д.т.н., профессор Э.С. Путилин**

Рассмотрена структура фазо-компенсирующих диэлектрических покрытий, применяемых при асферизации оптических поверхностей. Для четвертьволновых диэлектрических покрытий определены показатели преломления слоев, удовлетворяющие постоянству коэффициента отражения при изменении оптической толщины одного или нескольких слоев.

Одной из задач оптической технологии является создание асферических поверхностей. При создании асферических поверхностей используется механическая обработка, а также нанесение дополнительного слоя вещества методом термического испарения диэлектриков в вакууме. При нанесении дополнительного слоя вещества используются однослойные или многослойные диэлектрические покрытия. Для оптических элементов, работающих на пропускание, к показателю преломления осаждаемого слоя предъявляются следующие требования: показатель преломления осаждаемого слоя должен быть равен или близок к показателю преломления материала, из которого изготовлена оптическая деталь. Многослойные системы, используемые для этой цели, поскольку они обладают значительно большей оптической толщиной, чем один слой, не должны существенно изменять пропускание оптического элемента в одной длине волны или достаточно узком спектральном интервале, если эти системы используются как лазерные элементы, или в широком интервале длин волн, если эти элементы используются в системах наблюдения. Таким образом, можно сформулировать требования к покрытиям для задач вакуумной асферизации: многослойное диэлектрическое покрытие не должно изменять фазу отраженного или прошедшего излучения в одной длине волны или в широком спектральном диапазоне. При этом толщина слоев многослойной системы является основным параметром, определяющим характер асферизирующей диэлектрической системы.

Фазо-компенсирующие покрытия – это такие покрытия, у которых с изменением оптической толщины одного или нескольких слоев значение энергетического коэффициента отражения в одной или интервале длин волн не должно меняться. Если n_i – показатель преломления градиентного слоя, d_i – его геометрическая толщина, R – энергетический коэффициент отражения всей системы, то $n_i d_i$ – оптическая толщина градиентного слоя, а $R(n_i d_i) = \text{const}$ во всем интервале изменения оптической толщины. Благодаря этому свойству фазо-компенсирующих покрытий мы можем формировать фронт световой волны, меняя толщину слоя, при этом, как выше было сказано, значение энергетического коэффициента отражения меняться не будет.

Рассмотрим нормальное падение света на границу раздела воздух–двухслойная просветляющая диэлектрическая система. Двухслойная просветляющая диэлектрическая система образована изотропными, однородными, бесконечно протяженными плоскопараллельными слоями с оптическими толщинами $n_1 d_1$, $n_2 d_2$ и фазовыми толщинами $\varphi_1 = 2\pi n_1 d_1 (\lambda^{-1})$, $\varphi_2 = 2\pi n_2 d_2 (\lambda^{-1})$ соответственно.

В рассмотренной нами системе $n_0 = 1$ (воздух), а $n_m = 2$ (подложка). Интервал исследуемых длин волн $\lambda = (400–1000)$ нм рассматривался с шагом 10 нм. Значение рабочей длины волны $\lambda_0 = 550$ нм. Оптические толщины слоев равны $0,25\lambda_0$. Эти значения взяты условно. По большому счету они для решения поставленной нами задачи безразличны. Численные значения были присвоены для наглядности.

Значение n_1 было найдено из следующего равенства: $n_1 = (n_m)^{1/2}$ [1]. Для нашего случая $n_1 = 1,414$.

Для решения поставленной задачи необходимо, чтобы модуль амплитудного коэффициента отражения всей системы был бы равен модулю амплитудного коэффициента отражения системы, не содержащей градиентный слой. Из этого условия был рассчитан показатель преломления второго слоя n_2 , который равен 1,682. С помощью характеристических матриц были найдены значения амплитудного и энергетического коэффициентов отражения [2]. Спектральная зависимость энергетического коэффициента отражения представлена на рис. 1. Здесь различные графики соответствуют различному значению оптической толщины градиентного слоя. При 0 слой отсутствует, при 1 его оптическая толщина составляет $0,25 \lambda_0$.

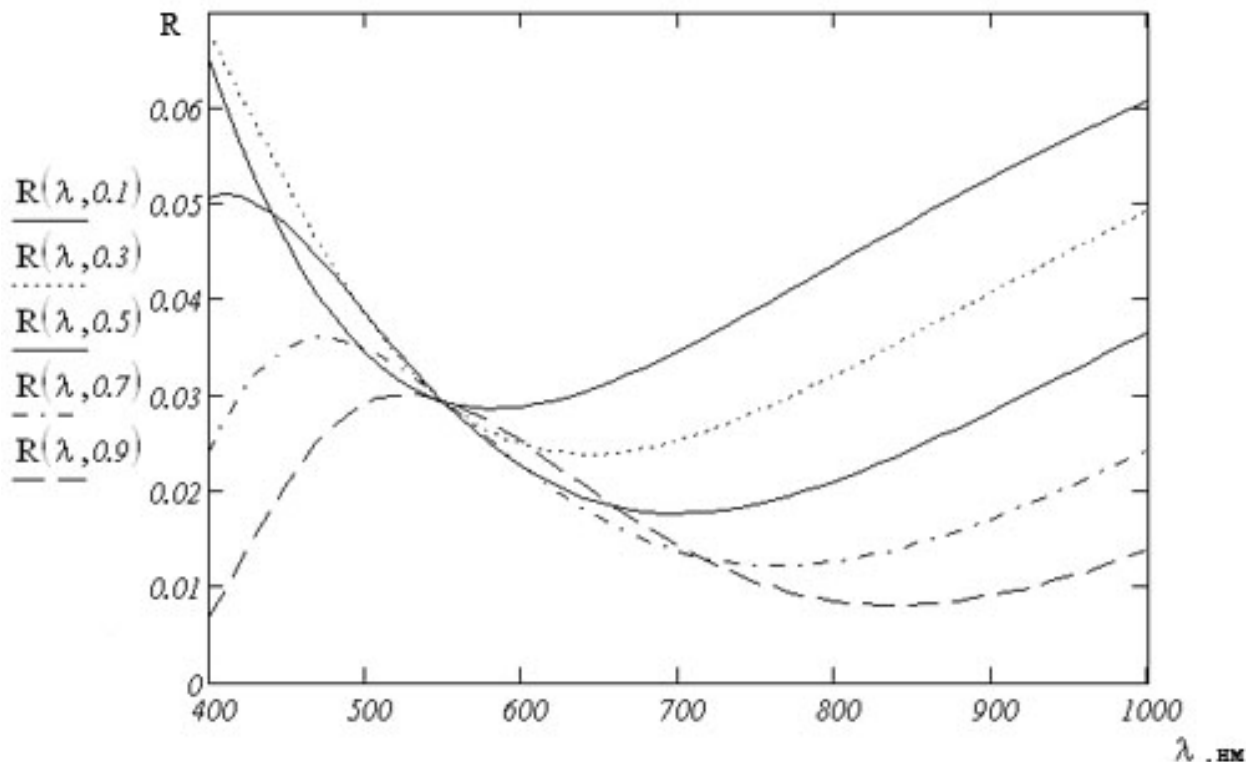


Рис. 1. Спектральные характеристики двухслойной просветляющей диэлектрической системы

Как видно из рисунка, все графики пересекаются в одной точке, соответствующей рабочей длине волны, равной 550 нм. Следовательно, зависимость энергетического коэффициента отражения от толщины градиентного слоя отсутствует, т.е. при нанесении асферизирующего покрытия, образованного этой системой слоев, форма асферизируемой поверхности будет определяться только распределением толщины слоев по поверхности оптического элемента. Эти зависимости можно проследить на трехмерном графике (рис. 2). Здесь вертикальная ось R – энергетический коэффициент отражения, ось слева λ – длина волны в нанометрах, ось справа – безразмерный коэффициент k , определяющий толщину первого слоя. Прямая, выделенная жирно, соответствует длине волны $\lambda = 550$ нм, энергетическому коэффициенту отражения $R = 0,03$ и переменному значению k . Она параллельна оси k , т.е. зависимости энергетическому коэффициенту отражения от толщины градиентного слоя.

Аналогичные действия были проделаны при рассмотрении зеркального покрытия, состоящего из семи четвертьволновых чередующихся слоев. В этой системе в качестве

слоя, меняющего свою толщину, был взят третий. Спектральная зависимость энергетического коэффициента отражения показана на рис. 3.

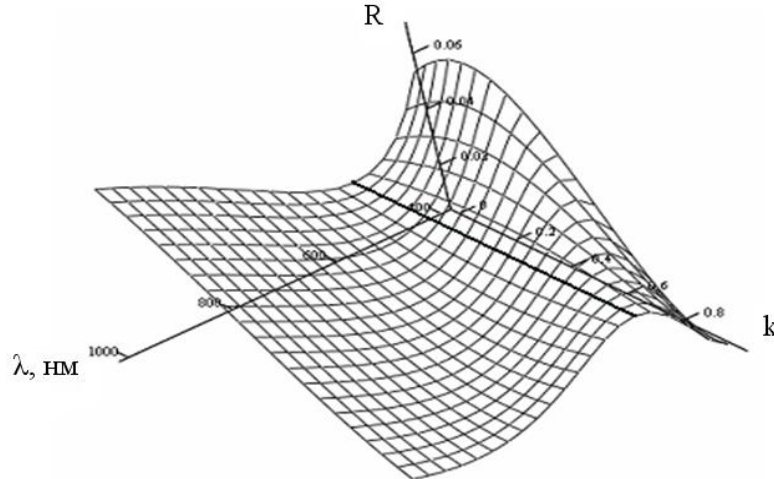


Рис. 2. Зависимость энергетического коэффициента отражения от длины волны и толщины градиентного слоя

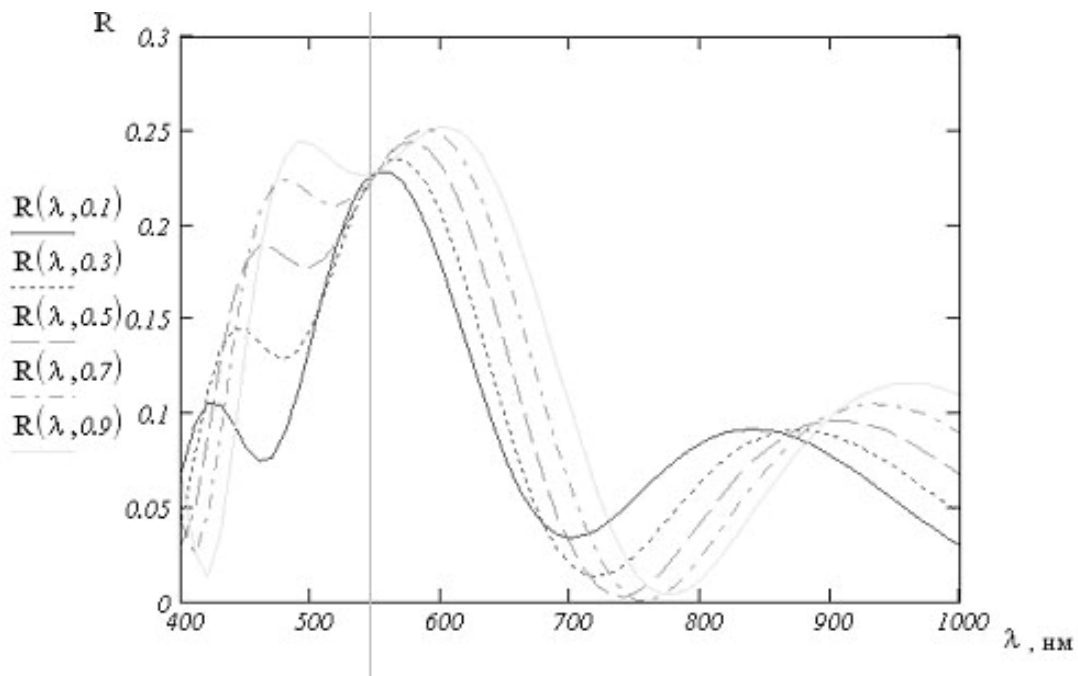


Рис. 3. Спектральные характеристики диэлектрической системы из 7 слоев

Видно, что все графики пересекаются в одной точке, соответствующей рабочей длине волны 550 нм. При этом энергетический коэффициент отражения равен 0,23. Проведенные расчеты, как и следовало ожидать, показали, что с увеличением количества слоев значение энергетического коэффициента отражения также увеличивается. Так, использование 9 слоев повышает энергетический коэффициент отражения до 0,36. А, к примеру, 19 – до 0,84. Это делает весьма перспективным использование фазокомпенсирующих покрытий в зеркальных системах. На рис. 4 для 19 слоев построена спектральная зависимость энергетического коэффициента отражения. В интервале длин волн от 490 до 620 нм наблюдается практически полное совпадение. Это позволяет использовать такие покрытия не только на одной длине волны, но и в интервале длин волн.

Рассмотрев фазо-компенсирующие покрытия в общем виде, получили следующее равенство определяющее показатель преломления градиентного слоя n_1 :

$$n_1 = n_m (n_H / n_B)^{2k},$$

где n_H и n_B – это низкий и высокий показатели преломления чередующихся слоев соответственно, а k – количество пар слоев. Если принять значение показателя преломления градиентного слоя равным значению высокого показателя преломления, то равенство примет вид

$$n_B = (n_m n_H^{2k})^{1/(2k+1)}$$

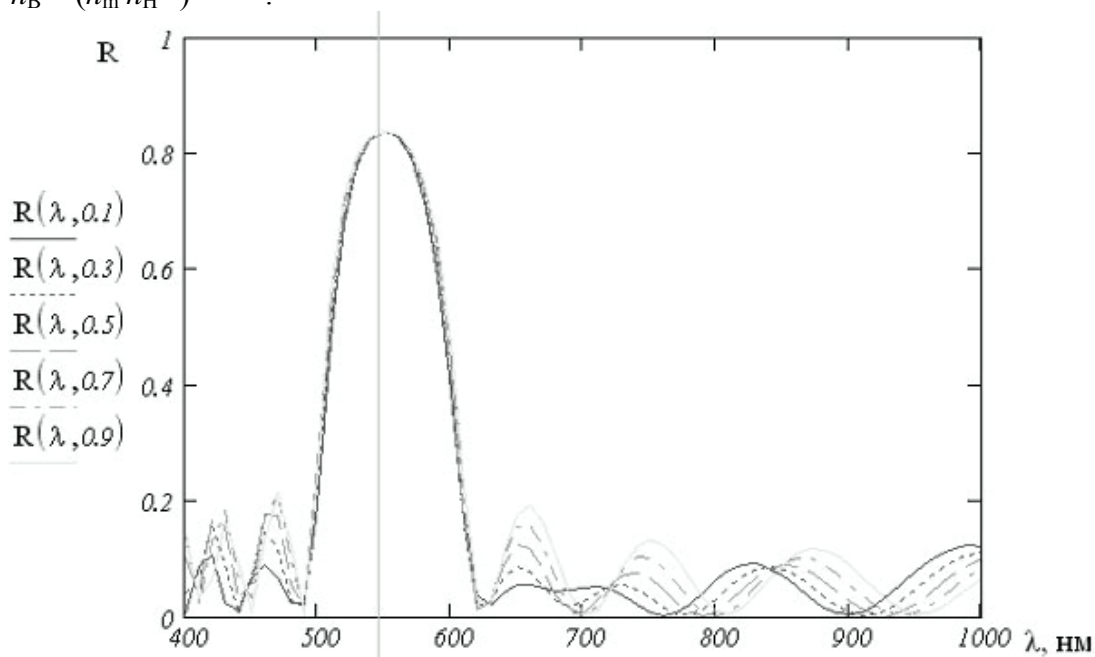


Рис. 4. Спектральные характеристики диэлектрической системы из 19 слоев

Расчеты показали, что значение высокого и низкого показателя преломления чередующихся слоев очень близко. Так, например, если показатель преломления подложки $n_m=1,5$, низкий показатель преломления $n_H=1,35$, а количество пар слоев $k=3$, то высокий показатель преломления будет равен $n_B=1,37$. Из-за этого значение энергетического коэффициента отражения будет очень маленьким. Одним из способов его увеличения является увеличение значения n_m и n_H . Если $n_m=4$, $n_H=2$, $k=3$, то $n_B=2,21$. Но такие материалы прозрачны лишь в ИК области спектра.

Расчет погрешности для двухслойной системы показал, что относительная погрешность в определении показателя преломления градиентного слоя, при допустимом отклонении значения энергетического коэффициента отражения в 1%, равна 0,111.

Подробно изучив структуру фазо-компенсирующих покрытий, можно сделать вывод, что такие покрытия могут применяться в качестве фазо-корректирующих систем как для одной длины волны, так и для интервала длин волн.

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. Физика тонких пленок. Сборник статей под редакцией Хасса Г., Туна Р.Э. Том 1, М.: Мир, 1972.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ СПЕКТРОДЕЛИТЕЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

А.Н. Тропин (Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Е.Н. Котликов
(Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического
приборостроения)

С использованием двух методик синтезированы спектроделительные покрытия для диапазона 1,5–4 мкм. В первом случае структура покрытия спроектирована с применением четвертьволновой стопы с обрамляющими слоями, во втором – с использованием неравнотолщинных слоев. Исследована устойчивость спроектированных структур к ошибкам измерения толщины слоев, возникающим при реализации на практике многослойных тонкопленочных покрытий.

Введение

Наряду с другими типами многослойных интерференционных покрытий, спектроделительные покрытия успешно используются в оптическом приборостроении, лазерной физике, аппаратуре для космических исследований, фурье-спектроскопии, флуоресцентном анализе и других областях науки и техники. В частности, они хорошо востребованы при изготовлении узкополосных интерференционных фильтров. Однако вопросы теории синтеза и технологии изготовления таких покрытий на современном уровне развития недостаточно изучены и разработаны. Так, например, в литературе практически отсутствует обсуждение стабильности синтезированных покрытий, т.е. нечувствительность получаемых спектральных характеристик к вариациям толщин слоев и коэффициентов преломления реально изготавливаемых структур.

В настоящей работе с использованием двух методик синтезированы спектроделительные покрытия для интерференционных фильтров среднего ИК диапазона спектра. В основе одного покрытия лежат равнотолщинные четвертьволновые пленки. В основе другого – неравнотолщинные пленки. Синтезированные покрытия рассчитаны на пропускание в диапазоне 2,6–4 мкм и блокирование излучения ниже 2,4 мкм. Длина волны пропускания по уровню 0,5 максимального пропускания $\lambda_{0.5Tmax} = 2,5$ мкм. При проектировании использована разработанная на кафедре физики СПбГУАП программа синтеза и анализа интерференционных покрытий. Проведен анализ устойчивости обеих структур к вариациям толщин напыляемых пленок, обусловленных погрешностями при измерении в процессе напыления.

В качестве основных пленкообразующих веществ выбраны материалы с показателями преломления $n_{\text{В}} = 4$ (соответствует Ge) и $n_{\text{Н}} = 1,7$ (соответствует SiO). Материалом подложки в обоих вариантах покрытий служит кремний, показатель преломления $n_{\text{Si}} = 3,5$.

В рамках рассматриваемой модели дисперсия показателей преломления пленкообразующих веществ и подложки исключена, показатели преломления приняты постоянными во всем спектральном диапазоне. Поглощение в пленках и подложке отсутствует.

Методы синтеза и расчет устойчивости спектроделительных покрытий

В основе варианта спектроделительного покрытия, спроектированного по первой методике, лежат равнотолщинные четвертьволновые слои. Известно [1], что с помощью классической четвертьволновой стопы, хотя и удастся получить высокий коэффициент отражения в области заграждения при использовании достаточного количества слоев,

не удастся добиться хорошего пропускания в требуемом спектральном интервале. На рис. 1 представлены спектральные характеристики равнотолщинных структур.

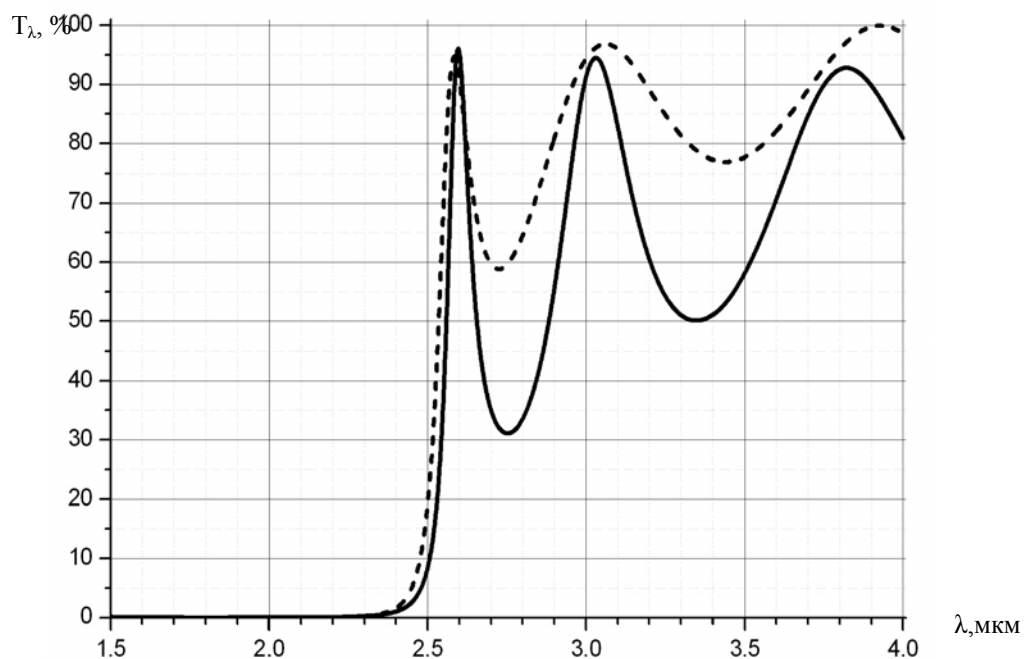


Рис. 1. Спектральные характеристики классических четвертьволновых структур: ----- — спектр четвертьволновой стопы $(\text{HВ})^6\text{H}$; - - - — спектр такой же стопы с последним слоем удвоенной толщины $(\text{HВ})^62\text{H}$

Одним из способов улучшения спектральной характеристики в этом случае является добавление в начале и в конце структуры по два (или более) слоя, толщины которых подбираются таким образом, чтобы оптимизировать спектральные характеристики покрытия в соответствии с требованиями. Причем показатели преломления добавляемых эквивалентных слоев могут быть отличны от показателей преломления четвертьволновых пленок, а сами слои выполняют функцию согласования на границах раздела подложка-структура и структура-воздух.

В нашем случае при синтезе структуры спектроделительного покрытия на основе четвертьволновой стопы материалом первого согласующего слоя выбран YF_3 с показателем преломления: $n_{\text{YF}_3} = 1,4$.

Второй вариант спектроделительного покрытия спроектирован с использованием неравнотолщинных слоев. Несмотря на то, что проектирование и реализация на практике интерференционных покрытий с использованием слоев, толщины которых не равны $\lambda_c/4$, сопряжена с рядом принципиальных трудностей, такие покрытия находят широкое применение в силу возможной вариативности своих спектральных характеристик. Исходные структуры спроектированы таким образом, что их спектральные характеристики полностью соответствуют требуемым. Толщины слоев исследуемых на устойчивость покрытий в единицах $\lambda_c/4$, где $\lambda_c = 1,8$ мкм, представлены в таблице. Спектральные характеристики исходных структур представлены на рис. 2.

При измерении тем или иным способом толщины осаждаемого слоя в процессе напыления всегда присутствуют случайные и (или) систематические ошибки, обусловленные инструментальной погрешностью используемой аппаратуры, несовершенством методики измерения или просто человеческим фактором. Поэтому получаемые на практике пленки могут иметь толщину, отличающуюся от расчетной. Причем разброс по толщинам имеет, как правило, нормальное распределение.

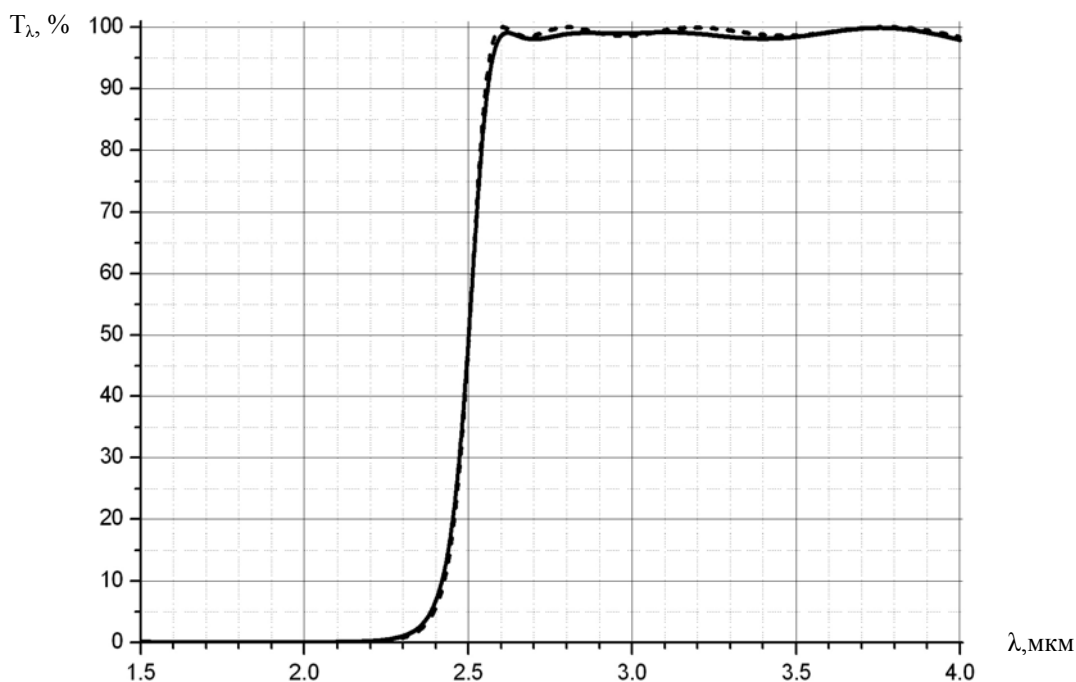


Рис. 2. Спектральные характеристики спроектированных структур:
 ----- – спектр четвертьволновой стопы с обрамляющими слоями;
 - - - – спектр неравнотолщинной структуры

	№ слоя (считая от подложки)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
		Материал	YF ₃	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge
1-ый вариант покрытия	Толщина	0.38	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	0.73	2.22
2-ой вариант покрытия	Материал	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO	Ge	SiO
	Толщина	0.64	0.82	1.13	0.92	0.94	1.10	1.0	0.93	1.06	1.08	0.80	0.93	2.22

Таблица. Структуры покрытий

Зная дисперсию, можно с помощью закона Гаусса оценить надежность измерения, т.е. ответить на вопрос, с какой вероятностью действительное значение измеренной величины лежит в пределах $(x+\varepsilon, x-\varepsilon)$, где x – результат измерения, а $\varepsilon > 0$ – произвольное

число. Искомая вероятность равна $P(\varepsilon/\sigma) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\varepsilon/\sigma} e^{-Z^2/2} dZ$, где σ – среднеквадратичная ошибка измерения.

Анализ устойчивости структур покрытия проводился случайной вариацией толщин слоев, причем толщина каждого слоя могла как увеличиваться на величину ошибки, так и уменьшаться. За критерий устойчивости структуры принималось значение функционала, характеризующего степень близости спектральной характеристики интерференционного покрытия к требуемой кривой. Обычно он выбирается в виде

$$[2]: \Theta(\vec{X}) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \left[R(\vec{X}, \alpha) - F(\alpha) \right]^2 d\alpha, \text{ где } R(\vec{X}, \alpha) \text{ – спектральная характеристика покры-$$

тия с параметрами \vec{X} (параметрами покрытия являются оптические толщины слоев и показатели преломления слоев обрамляющих сред); $F(\alpha)$ – требуемая спектральная

зависимость; $\alpha = \frac{\pi \lambda_0}{2 \lambda}$ (λ_0 – референтная длина волны, λ – длина волны излучения в вакууме), α_1 и α_2 – границы интервала значений α . Относительно длины волны λ функционал качества имеет вид $\Theta(\vec{X}) = \frac{\pi \lambda_0}{2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \cdot \left[R(\vec{X}, \lambda) - F(\lambda) \right]^2 d\lambda$.

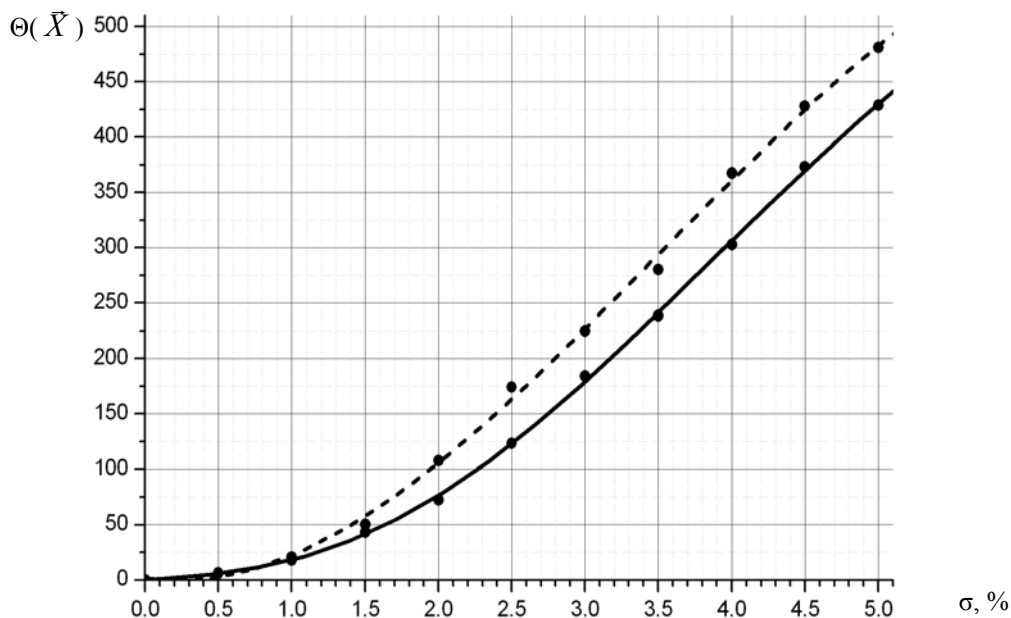


Рис. 3. Зависимость значений функционала качества $\Theta(\vec{X})$ от σ :
 ----- – равнотолщинная структура с обрамляющими слоями;
 - - - – неравнотолщинная структура

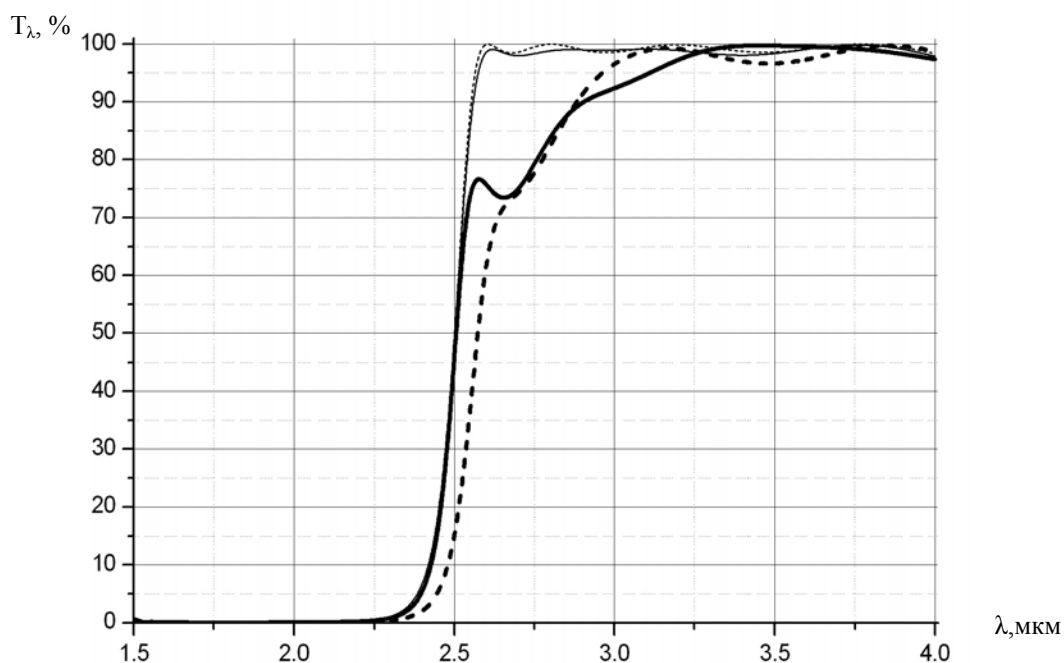


Рис. 4. Спектральные характеристики исходных структур и структур с «ошибками» при $\sigma = 5\%$: ----- – равнотолщинная структура с обрамляющими слоями; - - - – неравнотолщинная структура

При математическом моделировании значения ошибки σ выбирались с шагом 0,5% из интервала значений 0–5%. Для каждого из двух вариантов покрытий было рас-

считано от нескольких сотен вариаций при малых значениях σ , до нескольких тысяч при значениях $\sigma = 4\text{--}5\%$. Результаты вычислений представлены на рис. 3.

В качестве иллюстрации на рис. 4. приведены спектральные характеристики самых неудовлетворительных из полученных «испорченных» структур для обоих вариантов покрытий при $\sigma = 5\%$.

Как видно из рис. 4, несмотря на сравнительно сходный характер изменения пропускания в области 2,7–4 мкм и одинаковую невосприимчивость характеристик к ошибкам в области заграждения, сдвиг величины $\lambda_{0,5T_{\max}}$ для второго варианта покрытия больше, что является существенным при рассмотрении вопроса устойчивости.

За небольшим исключением, в большинстве случаев на практике точное положение длины волны при переходе от stop-зоны к pass-зоне является весьма критичным параметром. Так, например, в таких задачах, как люминесцентный анализ и спектроскопия комбинационного рассеяния, где применяются так называемые режекторные фильтры с предельно резким переходом от зоны заграждения к зоне пропускания, требования по привязке длины волны $\lambda_{0,5T_{\max}}$ весьма жесткие.

Заключение

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что при величине ошибки измерения толщины пленки порядка 1% структуры как в том, так и в другом случае практически одинаково реагируют на отклонения толщин слоев от расчетных. При ошибках напыления больше 1% вариант покрытия, спроектированный по методике с применением равнотолщинной четвертьволновой стопы и согласующих эквивалентных слоев, устойчивее по сравнению с вариантом неравнотолщинной структуры.

В отношении реализации на практике рассчитанных структур хотелось бы отметить, что, несмотря на необходимость использования большего числа пленкообразующих веществ при проектировании первого варианта покрытия, толщины основного числа слоев этой структуры существенно легче измерять традиционным фотометрическим способом по $\lambda_c/4$.

Литература

1. Фурман Ш.А. Тонкослойные оптические покрытия. – Л.: Машиностроение (Ленингр. отделение), 1977. – 264 с.
2. Введенский В.Д., Столов Е.Г. Синтез интерференционных оптических покрытий // ОМП. – 1981. – №7. – С. 59–62.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА МИКРООПТИКИ

А.А. Литвинович, К.Н. Мельников

Научный руководитель – д.т.н., доцент С.Н. Натаровский

В работе предлагается к рассмотрению использование изображения полуплоскости с дальнейшей математической (компьютерной) обработкой элемента изображения – пограничной (градиентной) кривой. Кроме этого, предлагается на основании данной методики выработать критерии, которые можно будет использовать для построения системы автофокуса микроскопа без введения дополнительных подсистем.

Введение

В настоящее время производственный контроль микрооптики осуществляется на разных стадиях изготовления по тест-объектам – мирам, точкам, «звездному небу», «рвани» и прочим (рис. 1). Оценка производится визуально, что предопределяет ее субъективный характер, а также не исключает ошибки интерпретации наблюдаемой картины. Например, при работе со «звездным небом» оценка качества дается по форме дифракционных колец, наличию в них разрывов или их отсутствию, цвету крайнего кольца. Используемые тест-объекты изготавливаются на ЛОМО и также должны аттестоваться, однако все сводится к визуальной оценке возможности их использования при контроле микрооптики. Кроме этого, часто используется метод сравнения с эталонным микрообъективом или микроскопом.

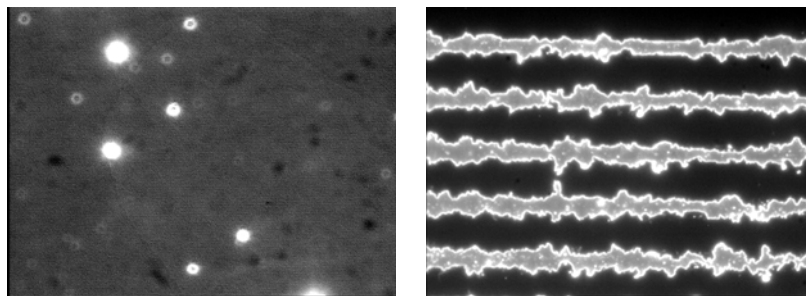


Рис. 1. Тест-объекты «звездное небо» и «рвань»

На ЛОМО созданием методов объективного контроля качества оптики в разное время занимались В.К. Кирилловский, М.Н. Сокольский, Л.И. Крынин, И.О. Ковнер, Б.Я. Герловин, Н.Л. Фрейдберг, М.А. Великотный. Последние четыре занимались микрооптикой и использовали в качестве тест-объекта узкую щель – царапину на зеркальной поверхности, ширина которой также должна была обеспечивать заполнение апертуры. Ими были определены состав схемы, параметры ее компонентов, исходя из необходимости обеспечения точности измерений, алгоритм обработки результатов измерений.

Отметим различия при регистрации изображения глазом наблюдателя и фотоприемником, которые связаны с тем, что глаз реагирует на яркость, а фотоприемник на поток. Изображение узкой щели может иметь большую яркость, достаточную для визуального способа регистрации, но пропускать малый световой поток (энергетическая проблема), что приводит к низкой освещенности регистрируемого изображения, следовательно, к низкому отношению сигнал/шум (С/Ш).

Увеличить световой поток возможно при увеличении числа щелей, расстояние между которыми должно быть на уровне разрешающей способности. Для построения графика передаточной функции потребуется до 10 решеток с разным шагом – это уже технологическая проблема.

В предлагаемом методе в качестве тест-объекта используется край полуплоскости, что позволяет решить технологическую и энергетическую проблемы. Работая с изображением полуплоскости (пограничной кривой), можно вычислить функцию рассеяния линии (ФРЛ), разрешающую способность и другие характеристики системы.

Описание метода

Предлагаемый метод предполагает использование телевизионной регистрации изображения и его последующей компьютерной обработки. Работая с телевизионным изображением, необходимо понимать, что оно обычно существенно хуже изображения в визуальном канале микроскопа, получаемая пограничная кривая характеризует качество изображения сложной системы, включающей в себя, помимо контролируемого изделия, например, микрообъектива, еще и вспомогательный микроскоп (рис. 2), телекамеру, канал связи и монитор.

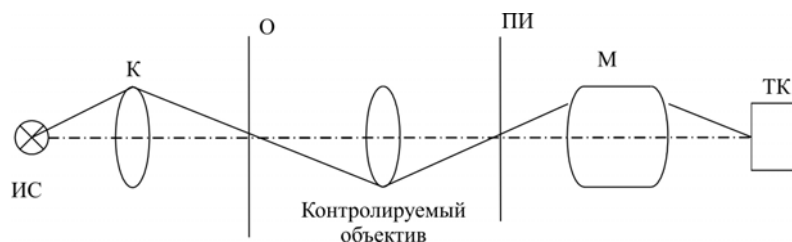


Рис. 2. Принципиальная оптическая схема установки контроля: ИС – источник света, К – конденсор, О – объект, ПИ – плоскость изображения объекта, М – вспомогательный микроскоп, ТК – телекамера с линейным ПЗС

При выборе характеристик дополнительного микроскопа – его увеличения β_1 и передней апертуры A_e – следует руководствоваться тем, чтобы его участие в схеме не отразилось на результатах измерения. Для реализации этого условия воспользуемся таблицами Л. Джонса и рекомендациями Д.С. Волосова, согласно которым для уверенного восприятия структуры изображения телевизионного канала на минимальный элемент указанной структуры должно приходиться 12–15 телевизионных линий или пикселей [4]. В нашем случае минимальным элементом структуры является расстояние между двумя дифракционными максимумами ФРЛ – $\Delta\rho$, значение величины которого в нашем случае определится как одна оптическая единица, равная $\lambda/2A'$. В итоге для вычисления значения задней апертуры измерительной установки A' имеем формулу

$$A' = \lambda / 30\delta,$$

где λ – длина волны, δ – ширина телевизионной линии или размер пикселя. Общее увеличение β всей установки определяется по формуле

$$\beta = \beta_u \beta_v,$$

где β_u – увеличение испытуемой системы, β_v – увеличение вспомогательной системы. Одновременно для β справедлива формула

$$\beta = A/A',$$

где A – передняя апертура испытуемой системы, откуда, если принять, что $\lambda = 600$ нм и $\delta = 6$ мкм, получаем, что $\beta = 300 A$. Для определения значения передней апертуры вспомогательного микроскопа введем условие, что его действия не должно изменять значение модуляционной передаточной функции (МПФ) испытуемой системы T более чем на ΔT (например, на 2%). Для ΔT можем написать

$$\Delta T = (T_u - T_u T_e) / T_u = 1 - T_e,$$

где T_u , T_e – МПФ испытываемой системы и вспомогательного микроскопа. Примем для T_e треугольную аппроксимацию, тогда

$$T_e = 1 - (|N|/N_0),$$

откуда

$$\Delta T = |N|/N_0,$$

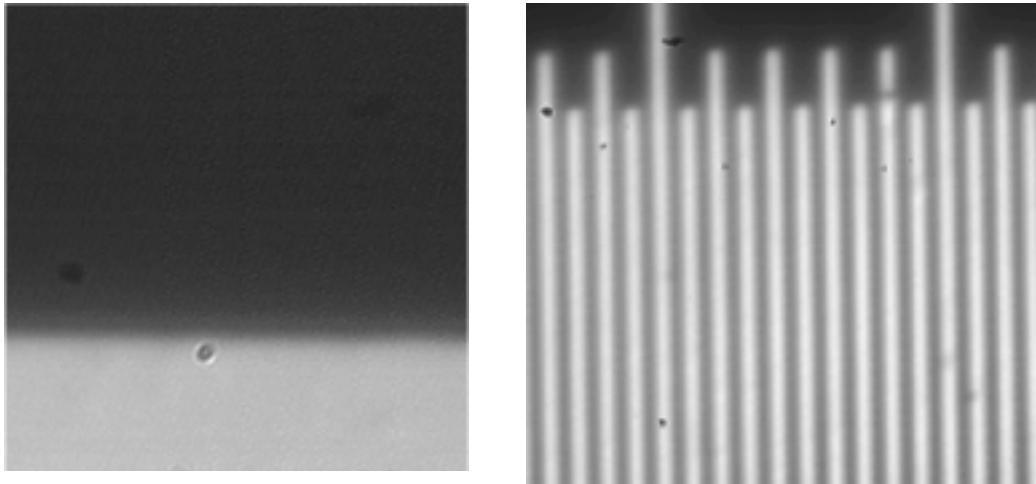
где N , N_0 – пространственная частота и предельная пространственная частота. Легко показать, что

$$\Delta T = A/A_e,$$

$$A_e = A/\Delta T.$$

Например, для объектива $\beta_u=5$, $A=0,1$ получим значение $\beta=30$, $\beta_v=6$, $A_v=0,5$ и $A'=0,02$.

На рис. 3, а, приведен фрагмент изображения полуплоскости, а на рис.3, б – изображение тест-объекта, необходимого для определения цены деления, контроля увеличения и других характеристик измеряемой установки.



а) б)
Рис. 3. а – изображение полуплоскости,
б – изображение объект-микрометра

Как было отмечено выше, источником информации, из которого рассчитываются характеристики системы, является пограничная кривая. Известно, что ее первая производная есть функция рассеяния линии (ФРЛ). Свертка ФРЛ с идеальным изображением шпальной или синусоидальной миры дает их изображения в реальной системе, по которым можно построить график передаточной функции [1] – частотно-контрастной характеристики (ЧКХ). Суммирование двух сдвинутых друг относительно друга ФРЛ позволяет определить разрешающую способность, а через интеграл ФРЛ определяется функция концентрации энергии (ФКЭ) и отношение С/Ш. Сравнение полученной ФРЛ с ее идеальным образом через площади под ними, используя закон сохранения энергии, дает информацию о числе Штреля, что, в свою очередь, дает информацию о среднеквадратической деформации волнового фронта. Все эти характеристики можно получить для разных точек поля в различных сечениях и для различных длин волн.

Геометрическая передаточная функция телекамеры при принятых нами условиях, при которых размер пикселя в 15 раз меньше размера минимального элемента структуры – расстояния между соседними максимумами в дифракционной картине – принимает значение 0,993 для предельной пространственной частоты. Следует обратить внимание, что, по данным профессора Г.Н. Грязина, за счет неэффективности пе-

реносов носителей зарядов и диффузии носителей в подложке «суммарная» передаточная функция на предельной пространственной частоте имеет значение примерно в три раза меньше, чем 0,993.

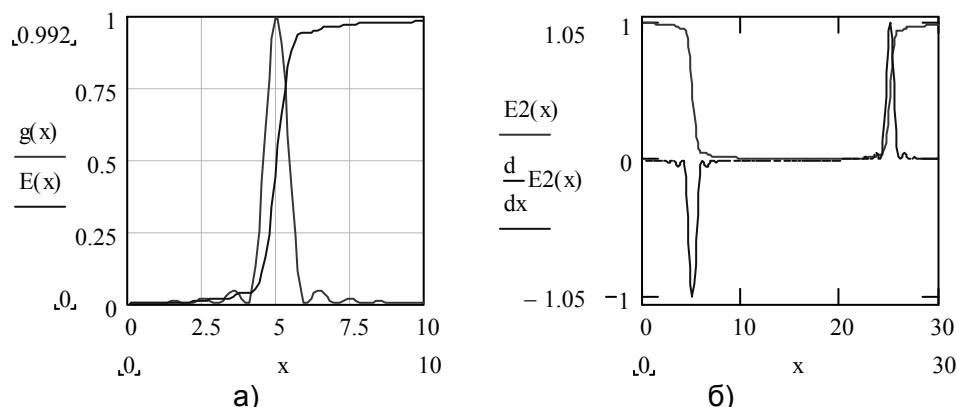


Рис. 4. Распределения интенсивности и ФРЛ полуплоскости и шпалы, соответственно

Функция $g(x)$ (рис. 4, а) является подынтегральной функцией интеграла, описывающего светораспределение в изображении края полуплоскости $E(x)$, которую принято называть пограничной кривой, т.е. является ФРЛ. Крутизна пограничной кривой или высота ФРЛ могут служить критерием резкости изображения или точности фокусировки оптической системы. Если продифференцировать изображение шпалы конечной ширины $E2(x)$ (рис. 4, б), то в результате мы получим две ФРЛ разных знаков, и по значению величины размаха можно оценивать точность фокусировки и строить систему автофокуса микроскопа без введения дополнительных элементов в его оптическую схему. Если в поле зрения отсутствует шпала конечной ширины, а присутствуют бесконечно тонкие линии, то их дифференцирование (рис. 5) также обеспечивает решение задачи фокусировки.

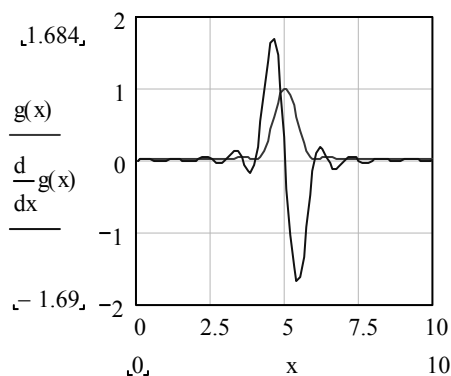


Рис. 5. Фокусировка по изображению одиночной шпалы

Если рассматривать пограничную кривую как функцию распределения вероятности, то ФРЛ определит плотность распределения вероятности, а ее дифференциал определит коэффициент асимметрии и может служить как признаком наличия aberrации комы, так и ее мерой.

На рис. 6, а, представлены три ФРЛ аппроксимированные функцией $\text{sinc}(x)^2$, экспоненциальной и треугольной функциями, а на рис. 6б приведены их коэффициенты асимметрии. При наличии дефокусировки ФРЛ может быть аппроксимирована прямоугольной функцией, а коэффициент асимметрии ее будет равен нулю, и для получения информации об асимметрии ФРЛ вместо производной следует воспользоваться конечной разностью.

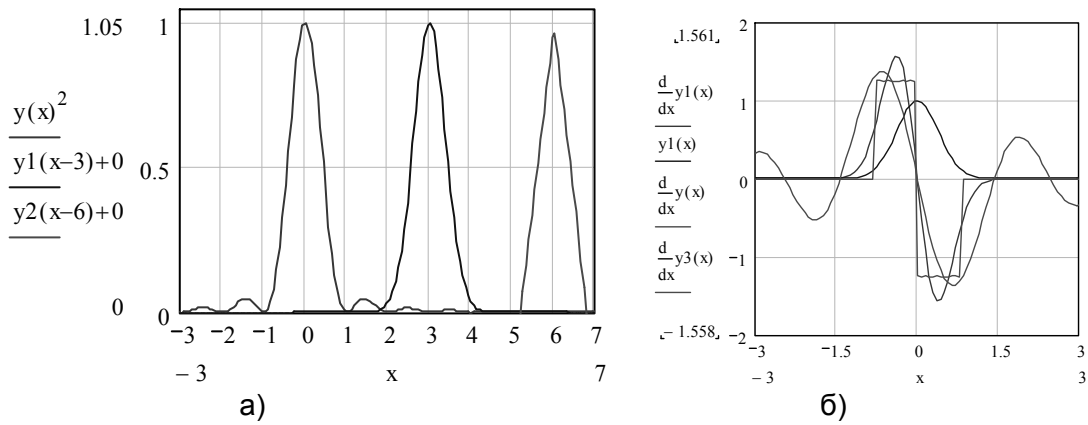


Рис. 6. Аппроксимированные ФРЛ и их коэффициенты асимметрии

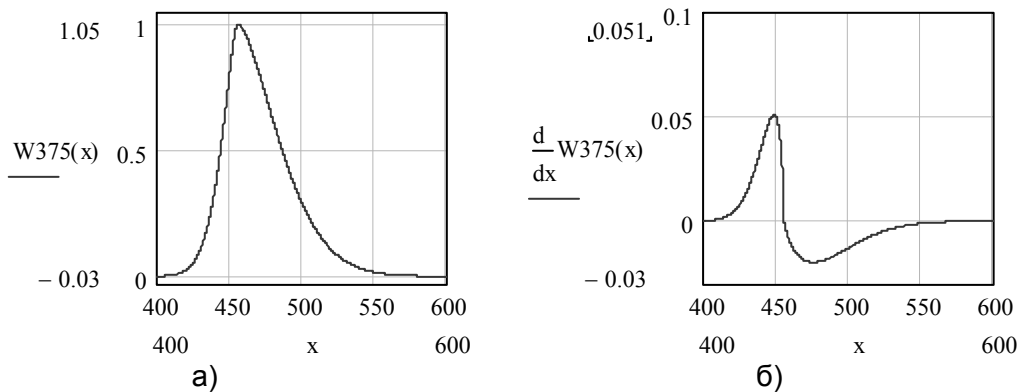


Рис. 7. ФРЛ с выраженной асимметрией и коэффициент асимметрии

На рис. 7, а, приведена ФРЛ с выраженной асимметрией, на рис. 7, б – ее коэффициент асимметрии, а на рис. 8 – соответствующая этой ФРЛ ненормированная пограничная кривая.

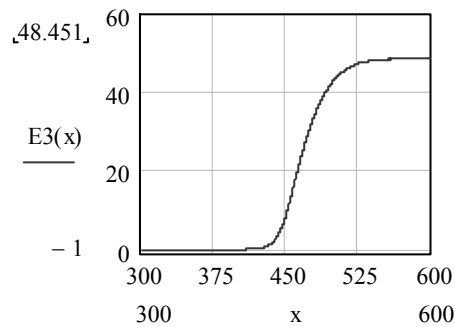


Рис. 8. Пример пограничной кривой

Несмотря на то, что мы работаем с ФРЛ и из нее получаем сведения о качестве изделия, при получении изображения пограничной кривой работает весь зрачок, иначе изображение полуплоскости может быть описано как свертка ФРТ с идеальным изображением этой полуплоскости, и для него определяющее значение имеет зрачковая функция, которая в общем случае является комплексной. Комплексность ее обычно принято связывать с наличием aberrаций системы, но в микроскопии (и не только в ней), например, при работе с непрозрачным объектом и при построении системы освещения по принципу opak-иллюминатора или при работе по методу фазового контраста,

в схеме появляются элементы с комплексным показателем преломления – пластинка Бека, фазовое кольцо и пр., на которых нанесены покрытия, содержащие металлы, у которых показатель преломления – комплексная величина. Для учета их влияния в случае фазово-контрастных микроскопов И.Ковнер внес поправочные коэффициенты, которые носят эмпирический характер.

При работе в поляризованном свете вид зрачковой функции усложняется явлением ложного двойного лучепреломления, за счет которого зрачковая функция принимает вид в соответствии с рис. 9.

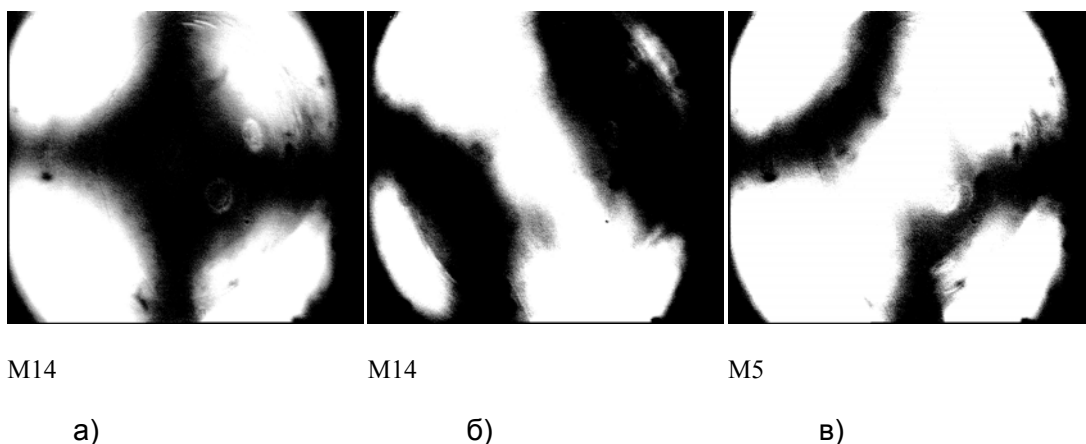


Рис. 9. Изображения светораспределения в зрачке при скрещенных поляризаторе и анализаторе и схеме освещения по Кёлеру

На рис. 9 приведены телевизионные изображения светораспределения в выходном зрачке микрообъектива ахромата ОМ-10П при скрещенных поляризаторе и анализаторе (рис. 9, а) и малом развороте анализатора относительно скрещенного положения вправо (рис. 9, б) и влево (рис. 9, в) в режиме opak-иллюминатора. Очевидно, ФРТ системы не будет обладать осевой симметрией, а ФРЛ будет асимметричной. То же справедливо и при классической схеме освещения по Кёлеру, где светораспределение в зрачке определяется светораспределением в изображении светящегося тела источника света (см. рис.10, а), а на рис.10, б, представлено светораспределение в зрачке при использовании матированного стекла – следы светящегося тела лампы просматриваются..

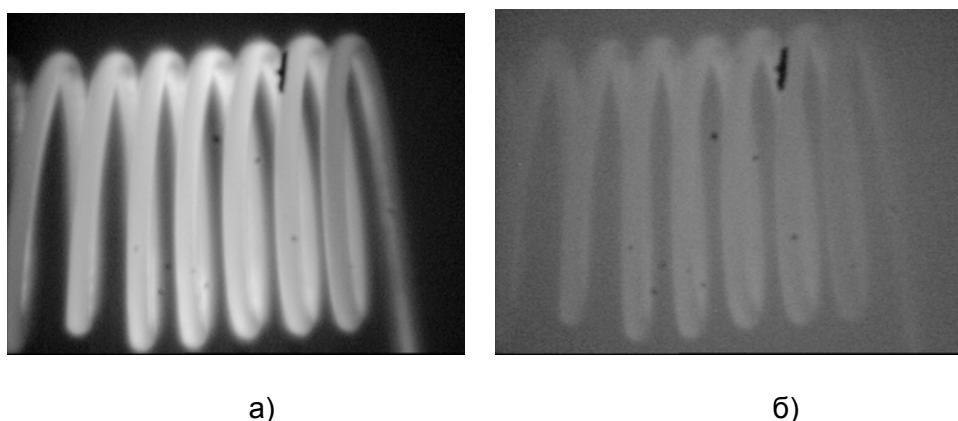


Рис. 10. Изображения светящегося тела в выходном зрачке объектива

Представляемый нами метод учитывает указанные нюансы автоматически и позволяет работать с реальной системой, находящейся в реальных эксплуатационных, а не «расчетных» условиях. Любая изощренная программа не способна учесть всех реальных факторов, влияющих на качество изделия, связанных, например, с ошибкой сборщика.

Помимо сказанного, в любом изображении, тем более в телевизионном, сказываются шумы. На рис. 11 представлена осциллограмма изображения полуплоскости – верхняя кривая до фильтрации и нижняя кривая после фильтрации.

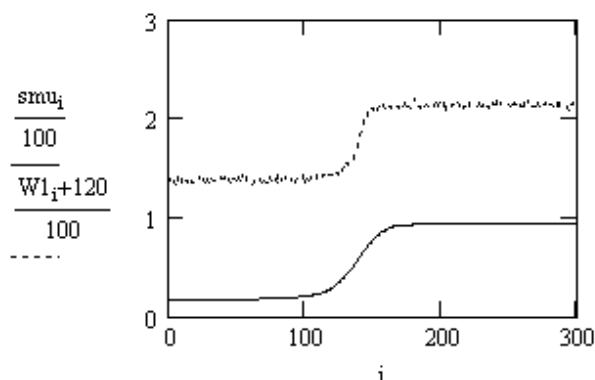


Рис. 11. «Сырая» и сглаженная пограничные кривых

У пользователя обычно имеется широкий выбор фильтров, но чаще всего производится медианная фильтрация, когда в скользящем окне с нечетным числом элементов центральному присваивается максимальное значение аппликаты всех остальных. Далее идет обработка по программе. Кроме того, уменьшить влияние шумов можно при работе телекамеры в режиме накопления.

Остановимся теперь на вопросе необходимости равномерного освещения объекта, что обычно ставится во главу угла работы осветительного устройства любого прибора, работающего с несамосветящимися объектами.

Известно, что реальное изображение определяется через свертку идеального изображения и ФРТ. При этом не оговаривается светораспределение в плоскости объекта, так как ранее при выводе выражения для интеграла суперпозиции подразумевалось, что оно равномерно. Если учитывать неравномерность светораспределения, то следует понимать роль объекта как модулятора исходного светораспределения, т.е. их совместное действие следует понимать не как сумму, а как произведение. Поэтому операцию учета фона следует понимать не как вычитание, а как деление.

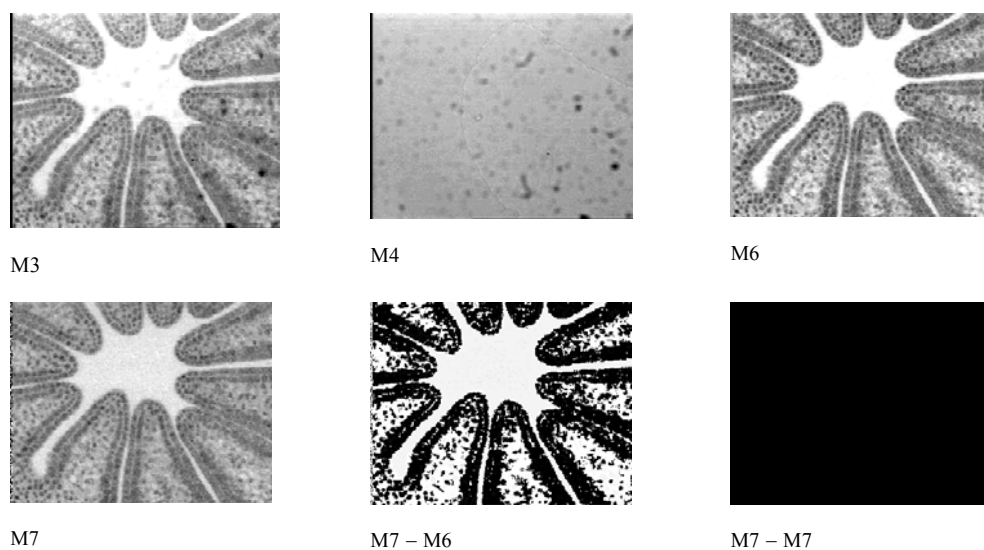


Рис. 13. Изображения биологического объекта, фона и операции над ними

На рис. 13, а (M3) приведено исходное изображение биологического объекта, на рис. 13, б (M4) – изображение фона (объект выведен из поля зрения), на рис. 13, в (M6)

приведена разность М3 и М6, на рис. 13, г (М7) приведено частное от деления М3 на М4, на рис. 13, д – разность М7 и М6, а на рис. 13, е приведена разность М7 и М7.

Рис. 13, д (М7–М6) говорит, что сюжеты по рис. 13, в (М6) и рис. 13, г (М7) не идентичны, так как иначе результат бы соответствовал рис. 13, е (М7–М7). Таким образом, для учета светораспределения необходимо делить, а не вычитать. Справедливости ради следует сказать, что сюжет по рис. 13, б (М4) был получен при выводе из поля зрения объекта, и «грязь» в изображении – это «грязь» телеканала без объекта, которая действительно должна вычитаться из исходного изображения. Кроме того, при работе с пограничной кривой нас в первую очередь интересует участок ее спада, и он мал, поэтому распределение освещенности по полю вряд ли может оказать существенное влияние на результат.

Экспериментальные данные

Для проведения исследования были получены изображения полуплоскости на микроскопе mVizo 101, объектив – $10^X/0,25$, в режиме регистрации цветного изображения (рис. 14). Фокусное расстояние объектива 16 мм. Все приведенные ниже операции выполнены с использованием математического пакета PTC MathCAD®.



Рис. 14. Изображения полуплоскости на центре и по краям поля (приведены без пост-обработки)

Получим распределение освещенности в столбце (находящемся по центру) изображения полуплоскости. ФРЛ находится как первая производная от светораспределения (рис. 15).

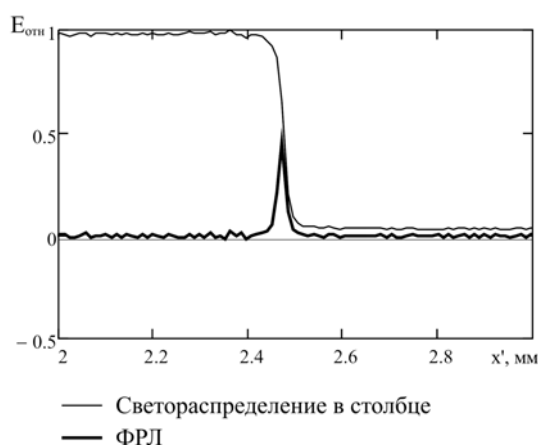


Рис. 15. Светораспределение в столбце изображения (пограничная кривая) и ФРЛ

Известно, что суммирование двух сдвинутых друг относительно друга ФРЛ позволяют определить разрешающую способность (рис. 16):

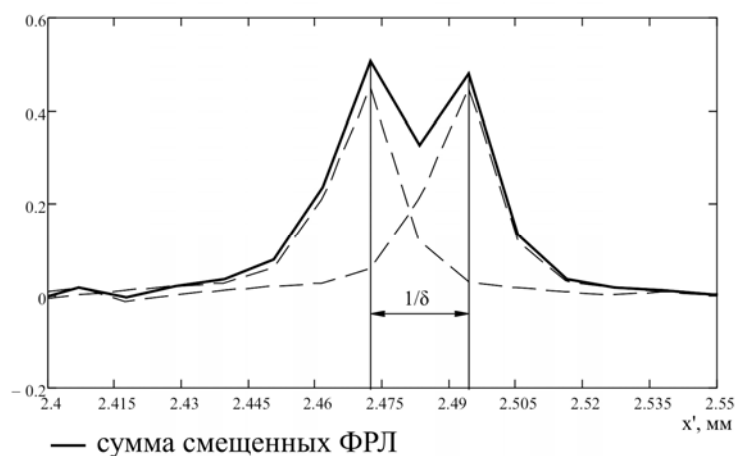


Рис. 16. Определение разрешающей способности объектива

Расстояние между двумя пиками составляет $2,19 \times 10^{-3}$ мм, что соответствует разрешающей способности примерно в 50 лин/мм. ЧКХ есть Фурье-преобразование ФРЛ. В данном случае применяется БПФ, но вследствие того, что ведется работа со столбцами (строками) изображения как с индексированными переменными, требуется произвести градуировку оси абсцисс, т.е. перейти от индексов к пространственным частотам [6]. Граничная частота ОС:

$$\nu_0 = \frac{2A'}{\lambda},$$

где A' – задняя апертура микрообъектива, λ – длина волны излучения.

$$A' = \frac{D'}{2f'},$$

где D' – диаметр выходного зрачка, f' – фокусное расстояние ОС.

Соответственно, подставив в выражение для граничной частоты ОС формулу нахождения апертуры, в которой диаметр выходного зрачка заменен линейным размером, приходящимся на пиксель, получаем «градуировочный множитель»:

$$dX = \frac{\Delta i}{\lambda f'},$$

где Δi – «цена деления» пикселя. При длине волны излучения $\lambda = 546$ [нм] $dX = 1,252$.

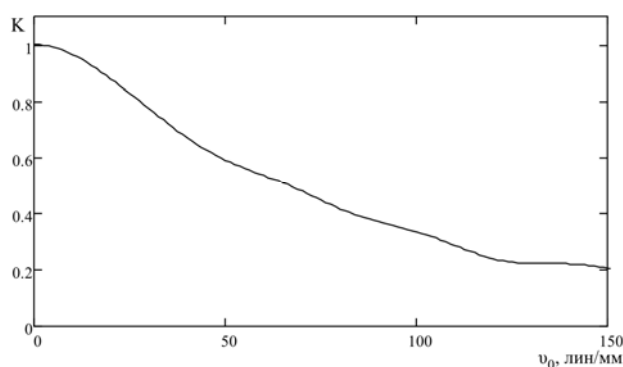


Рис. 17. ЧКХ исследуемого объектива

График рассчитанной ЧКХ представлен на рис. 17. Изображения по краям поля были обработаны аналогичным образом, вычисленные характеристики имеют незначительные отклонения.

Заключение

Представленная методика проста и показала свою эффективность на практике при цеховом контроле как качества изображения в микроскопе, так и других параметров микроскопов в соответствии с ТУ на изделие, к которым относятся:

- непараллельность осей трубок бинокля,
- неточность револьвера по установке на центр поля микрообъектива,
- неточность фокусировки микрообъектива при его смене,
- неперпендикулярность предметного стола к оптической оси микрообъектива,
- неравномерность светораспределения по полю и пр.

Методика позволяет выработать критерий, который может быть заложен в систему автофокуса микроскопа.

Литература

1. Русинов М.М. Техническая оптика. – Л.: Машгиз, 1961.
2. Захарнев А.П., Иванов П.П., Муравьева Г.И. и др. Установка для измерения передаточных функций оптико-электронных приборов с цифровой обработкой данных // ОМП. – 1978. – №5. – С. 25–27.
3. Великотный М.А, Петрас С.В. Принципиальные аспекты измерения оптической передаточной функции с помощью дискретного самосканирующего фотоприемника // ОЖ. – 1994. – №9. – С.50–53.
4. Ллойд Дж. Системы тепловидения. – М.: Мир, 1978.
5. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. – М.: Наука, 1967. – 80 с.
6. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. – М.: Мир, 1971.
7. Дьяконов В. Mathcad 2001: специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002. – 832 с.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ И ПРОГРАММНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Е.В. Альтшулер

Научный руководитель – д.т.н., профессор Э.С. Путилин

Одной из основных задач при осаждении пленок является контроль толщины осаждаемого покрытия. В статье рассказывается о некоторых существующих методах и о новом, разработанном методе контроля.

Введение

При изготовлении интерференционных покрытий в вакууме одной из основных задач является точный контроль толщины слоев в процессе осаждения. В настоящее время широко распространены два метода контроля толщины: резонансный по массе и спектрофотометрический по R или T . Оба метода – косвенные и имеют свои недостатки: первый – пористость покрытий (контрольная масса), второй – оптическая толщина $n \cdot d$, т.е. зависимость оптических постоянных слоя от технологических факторов [1]. При изготовлении металлодиэлектрических покрытий необходимо не только точно контролировать толщину слоя, но также и отслеживать значения n и k , так как они оказывают влияние на фазовый сдвиг при отражении. Приведем формулы расчета R и T для поглощающего слоя, т.е. прямой задачи [2]. Обозначим $\tilde{\varphi} = \varphi - i\varphi'$ – фазовая толщина слоя, где

$$\varphi = 2\pi n d / \lambda, \quad \varphi' = 2\pi k d / \lambda, \quad (1)$$

где λ – длина волны падающего излучения. При таком представлении матричные элементы можно записать в виде:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos \varphi \operatorname{ch} \varphi' & m_{22} &= \cos \varphi \operatorname{ch} \varphi'; \\ m'_{11} &= \sin \varphi \operatorname{sh} \varphi' & m'_{22} &= \sin \varphi \operatorname{sh} \varphi'; \\ m_{12} &= \frac{n \sin \varphi \operatorname{ch} \varphi' + k \cos \varphi \operatorname{sh} \varphi'}{n^2 + k^2}; \\ m'_{12} &= \frac{k \sin \varphi \operatorname{ch} \varphi' - n \cos \varphi \operatorname{sh} \varphi'}{n^2 + k^2}; \\ m_{21} &= n \sin \varphi \operatorname{ch} \varphi' - k \cos \varphi \operatorname{sh} \varphi'; \\ m'_{21} &= -k \sin \varphi \operatorname{ch} \varphi' - n \cos \varphi \operatorname{sh} \varphi'. \end{aligned} \quad (2)$$

Поскольку в ходе измерений определяются энергетические коэффициенты отражения и пропускания, то формулы для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания не приводятся. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания определяются по следующим формулам:

$$R = \frac{V^2 + Z^2}{X^2 + Y^2} \quad T = \frac{4n_0 n_\ell}{X^2 + Y^2}, \quad (3)$$

где

$$\begin{cases} V = n_0 m_{11} + m'_{21} - n_\ell (n_0 m'_{12} + m_{22}) + k_\ell (n_0 m_{12} - m'_{22}); \\ Z = n_0 m'_{11} - m_{21} + n_\ell (n_0 m_{12} - m'_{22}) + k_\ell (n_0 m'_{12} + m_{22}); \\ X = n_0 m_{11} - m'_{21} - n_\ell (n_0 m'_{12} - m_{22}) + k_\ell (n_0 m_{12} + m'_{22}); \\ Y = n_0 m'_{11} + m_{21} + n_\ell (n_0 m_{12} + m'_{22}) + k_\ell (n_0 m'_{12} - m_{22}). \end{cases} \quad (4)$$

Постановка задачи

Для контроля толщины слоя во время осаждения необходимо решать обратную спектрофотометрическую задачу. Так как в приведенных выше уравнениях присутст-

вуют три неизвестных, то для их определения необходимо не менее трех измеряемых параметров. Измерения R' (обратного отражения) существенного вклада не дает, поэтому остается измерение R и T на двух длинах волн или измерение R и T при разных значениях одной из полубесконечных сред, ограничивающих систему. При этом следует помнить, что при измерении на двух длинах волн надо априорно знать дисперсию \tilde{n} (комплексный показатель преломления).

Поэтому мы посчитали целесообразным проводить измерения R и T на двух подложках с разным n_1 , что к тому же позволит снизить машинное время, так как n_1 входит только в конечные формулы (4), а λ – во все элементы матрицы интерференции. Следует заметить, что время расчета – весьма немаловажный фактор, так как слои металлов осаждаются с большой скоростью.

Методы исследований

В процессе осаждения можно измерить величины T_1, T_2, R_1, R_2 , удовлетворяющие неравенствам. Поскольку система из четырех уравнений (3) может иметь несколько решений, вводим дополнительные условия, накладывающие определенные рамки на диапазон решений: во-первых, диапазон, в котором ожидается нахождение n и k , а во-вторых, условие, что d возрастает от измерения к измерению, начиная с нуля и далее с некоторым конечным приращением.

Для решения обратной задачи можно выделить 3 варианта.

Вычисление данных методом последовательного поиска. Задаются начальное значение для толщины слоя d (например, от 0 до 80), а также граничные условия для параметров n (от 1,8 до 2,2) и k (от 2,7 до 3,3). Задаются допустимые отклонения расчетных параметров T_1, T_2, R_1, R_2 от реальных. При совпадении всех четырех условий значения n, k, d , для которых это совпадение произошло, заносятся в буфер. Если при том же значении параметра d , но уже других n и k , опять происходит выполнение условий, то текущие значения n и k снова заносятся в буфер. Затем все занесенные в буфер значения по n и k усредняются. Алгоритм работает достаточно точно, но его применение нецелесообразно в силу низкой скорости выполнения. Как правило, нужно контролировать значения параметров n, k, d во время осаждения.

Метод поиска решения из сформированного массива данных. Этот метод отличается от предыдущего тем, что решение прямой задачи и поиск обратного решения разделены во времени. Предварительно проводится решение прямой задачи для всего диапазона данных и инициализируется массив. При этом адрес каждого элемента массива равен значению T_1, T_2, R_1, R_2 , а сам элемент содержит значения показателей n и k и толщину d . После того как массив создан, все значения n, k, d усреднять не имеет смысла, в силу огромных вычислительных затрат. Далее, в процессе осаждения из получающихся значений T_1, T_2, R_1, R_2 формируется адрес массива, считываются его элементы и затем усредняются. Скорость получения результатов при таком способе огромна.

В представленных формулах выделить обратную зависимость

$$\begin{cases} n = g_1(T_1, T_2, R_1, R_2) \\ k = g_2(T_1, T_2, R_1, R_2) \\ d = g_3(T_1, T_2, R_1, R_2) \end{cases}$$

не представляется возможным. Однако достаточно собрать все формулы воедино, привести их к алгебраическому виду и решать систему любых 3-х уравнений:

$$\begin{cases} R_1 - f_1(n, k, d) = 0 \\ R_2 - f_2(n, k, d) = 0 \\ T_1 - f_3(n, k, d) = 0 \\ T_2 - f_4(n, k, d) = 0 \end{cases} ,$$

относительно 3-х неизвестных n, k, d . Т.е. получается, что ранг матрицы равен количеству неизвестных, и тогда получаем достоверное решение системы уравнений. Если решать систему таким образом, чтобы были актуальны все 4 уравнения для 3 неизвестных, то удовлетворять решению системы будет несколько наборов искомых параметров n, k, d . Тогда можно исключить непересекающиеся корни.

Для решения системы нелинейных уравнений можно применять численные методы решения СНАУ, например метод Ньютона, метод наискорейшего спуска, метод простой итерации и т. п. Основной недостаток градиентных методов – медленная сходимость итерационного процесса по мере приближения к решению. Метод Ньютона пригоден для решения обширного класса нелинейных задач. Идея его заключается в последовательной линеаризации системы нелинейных уравнений на каждом шаге итерации. Решение линеаризованной системы дает значение неизвестных, которое ближе к решению, чем предыдущее приближение.

Остановимся подробнее на 3-м варианте решения обратной задаче – численном.

В отличие от систем линейных уравнений, для систем нелинейных уравнений неизвестны прямые методы решения. Лишь в отдельных случаях систему можно решить непосредственно. Например, для системы из двух уравнений иногда удастся выразить одно неизвестное через другое и таким образом свести задачу к решению одного нелинейного уравнения относительно одного неизвестного. Поэтому итерационные методы для нелинейных систем приобретают особую актуальность.

Более подробно остановимся на методе Ньютона, потому что он обладает наиболее высокой степенью сходимости.

Рассмотрим нелинейную систему уравнений:

$$\begin{cases} f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0 \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0 \\ \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

или в векторной форме

$$\vec{f}(\vec{x}) = 0, \quad (6)$$

где

$$\vec{f} = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \dots \\ f_n \end{bmatrix}, \quad \vec{x} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dots \\ x_n \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Для решения системы (5) будем пользоваться методом последовательных приближений. Предположим, известно k -е приближение,

$$x^{(k)} = (x_1^{(k)}, x_2^{(k)}, \dots, x_n^{(k)}) , \quad (8)$$

одного из изолированных корней $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ векторного уравнения (6). Тогда точный корень уравнения (6) можно представить в виде

$$x = x^{(k)} + \Delta x^{(k)} , \quad (9)$$

ре приближения к решению сходимость резко ускоряется. При задании начального приближения, достаточно далекого от решения, итерационный процесс метода Ньютона может быть расходящимся.

Теперь вернемся к нашей обратной задаче. Исходная система уравнений, вообще говоря, не является алгебраической. Модифицируем уравнения (2), введя замену переменных:

$$\cos \varphi = Z_1, \quad \operatorname{ch} \varphi' = Z_1', \quad \sin \varphi = Z_2, \quad \operatorname{sh} \varphi' = Z_2'. \quad (13)$$

Тогда уравнения (2) примут вид:

$$\begin{aligned} m_{11} &= Z_1 Z_1' & m_{22} &= Z_1 Z_1'; & m_{11}' &= Z_2 Z_2' & m_{22}' &= Z_2 Z_2'; \\ m_{12} &= \frac{nZ_2 Z_1' + kZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2} & m_{12}' &= \frac{kZ_2 Z_1' - nZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2}; \\ m_{21} &= nZ_2 Z_1' - kZ_1 Z_2' & m_{21}' &= -kZ_2 Z_1' - nZ_1 Z_2'; \end{aligned} \quad (14)$$

а система (4) будет выглядеть следующим образом (в предположении, что $k_l = 0$):

$$\begin{aligned} V &= n_0 Z_1 Z_1' - kZ_2 Z_1' - nZ_1 Z_2' - n_l n_0 \frac{kZ_2 Z_1' - nZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2} - n_l Z_1 Z_1' = \\ &= (n_0 - n_l) Z_1 Z_1' - k \left(1 + \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_2 Z_1' - n \left(1 - \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_1 Z_2', \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} Z &= n_0 Z_2 Z_2' - nZ_2 Z_1' + kZ_1 Z_2' + n_l n_0 \frac{nZ_2 Z_1' + kZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2} - n_l Z_2 Z_2' = \\ &= (n_0 - n_l) Z_2 Z_2' + k \left(1 + \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_1 Z_2' - n \left(1 - \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_2 Z_1', \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} X &= n_0 Z_1 Z_1' + kZ_2 Z_1' + nZ_1 Z_2' - n_l n_0 \frac{kZ_2 Z_1' - nZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2} + n_l Z_1 Z_1' = \\ &= (n_0 + n_l) Z_1 Z_1' + k \left(1 - \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_2 Z_1' + n \left(1 + \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_1 Z_2', \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} Y &= n_0 Z_2 Z_2' + nZ_2 Z_1' - kZ_1 Z_2' + n_l n_0 \frac{nZ_2 Z_1' + kZ_1 Z_2'}{n^2 + k^2} + n_l Z_2 Z_2' = \\ &= (n_0 + n_l) Z_2 Z_2' - k \left(1 - \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_1 Z_2' + n \left(1 + \frac{n_l n_0}{n^2 + k^2} \right) Z_2 Z_1'. \end{aligned} \quad (18)$$

Если ввести обозначения

$$\begin{aligned} a &= n_0 - n_l, & d &= n_0 + n_l, \\ b &= k \left(1 + \frac{n_0 n_l}{n^2 + k^2} \right), & e &= k \left(1 - \frac{n_0 n_l}{n^2 + k^2} \right), \\ c &= -n \left(1 - \frac{n_0 n_l}{n^2 + k^2} \right), & f &= n \left(1 + \frac{n_0 n_l}{n^2 + k^2} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

то уравнения (15) – (18) примут вид:

$$\begin{aligned} V &= aZ_1 Z_1' - bZ_2 Z_1' + cZ_1 Z_2' \\ Z &= aZ_2 Z_2' + bZ_1 Z_2' + cZ_2 Z_1' \\ X &= dZ_1 Z_1' + eZ_2 Z_1' + fZ_1 Z_2' \\ Y &= dZ_2 Z_2' - eZ_1 Z_2' + fZ_2 Z_1' \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
V^2 &= a^2 Z_1^2 Z_1'^2 + b^2 Z_2^2 Z_1'^2 + c^2 Z_1^2 Z_2'^2 - 2abZ_1 Z_1'^2 Z_2 + 2acZ_1^2 Z_1' Z_2' - 2bcZ_1 Z_1' Z_2 Z_2' \\
Z^2 &= a^2 Z_2^2 Z_2'^2 + b^2 Z_1^2 Z_2'^2 + c^2 Z_2^2 Z_1'^2 + 2abZ_2 Z_2'^2 Z_1 + 2acZ_2^2 Z_2' Z_1' + 2bcZ_1 Z_1' Z_2 Z_2' \\
X^2 &= d^2 Z_1^2 Z_1'^2 + e^2 Z_2^2 Z_1'^2 + f^2 Z_1^2 Z_2'^2 + 2deZ_1 Z_1'^2 Z_2 + 2dfZ_1^2 Z_1' Z_2' + 2efZ_1 Z_1' Z_2 Z_2' \\
Y^2 &= d^2 Z_2^2 Z_2'^2 + e^2 Z_1^2 Z_2'^2 + f^2 Z_2^2 Z_1'^2 - 2deZ_2 Z_2'^2 Z_1 + 2dfZ_2^2 Z_1' Z_2' - 2efZ_1 Z_1' Z_2 Z_2'.
\end{aligned} \quad (21)$$

Перепишем формулы (3) таким образом:

$$\begin{cases}
RX^2 + RY^2 - V^2 - Z^2 = 0 \\
TX^2 + TY^2 - 4n_0 n_l = 0.
\end{cases} \quad (22)$$

Тогда

$$\begin{cases}
(Rd^2 - a^2)(Z_1^2 Z_1'^2 + Z_2^2 Z_2'^2) + (Re^2 - b^2)(Z_2^2 Z_1'^2 + Z_1^2 Z_2'^2) + (Rf^2 - c^2)(Z_1^2 Z_2'^2 + Z_2^2 Z_1'^2) - \\
\quad 2(Red + ab)(Z_2'^2 - Z_1'^2)Z_1 Z_2 + 2(Rfd - ac)(Z_1^2 + Z_2^2)Z_1' Z_2' = 0 \\
Td^2(Z_1^2 Z_1'^2 + Z_2^2 Z_2'^2) + Te^2(Z_2^2 Z_1'^2 + Z_1^2 Z_2'^2) + Tf^2(Z_1^2 Z_2'^2 + Z_2^2 Z_1'^2) - \\
\quad 2Ted(Z_2'^2 - Z_1'^2)Z_1 Z_2 + 2Tfd(Z_1^2 + Z_2^2)Z_1' Z_2' - 4n_0 n_l = 0 \\
R = \{R_1, R_2\} \\
T = \{T_1, T_2\}.
\end{cases}$$

Таким образом, решая эту систему, мы получим значения неизвестных Z_1, Z_1', Z_2, Z_2' . Далее остается решить систему уравнений (13) относительно неизвестных n, k, d :

$$\begin{aligned}
Z_1 &= \cos\left(\frac{2\pi nd}{\lambda}\right) Z_1' = ch\left(\frac{2\pi kd}{\lambda}\right) \\
Z_2 &= \sin\left(\frac{2\pi nd}{\lambda}\right) Z_2' = sh\left(\frac{2\pi kd}{\lambda}\right).
\end{aligned} \quad (23)$$

Так как в системе (23) на 4 уравнения приходится всего 3 неизвестных, то решений будет несколько. Для выбора достоверного ответа предполагается руководствоваться физическими соображениями.

Заключение

Рассмотренные методы решения обратной задачи позволяют определять оптические постоянные и толщину слоя с погрешностью $< 4\%$ при измерении коэффициента пропускания (R) и отражения (T) с погрешностью $0,1\%$.

Метод выборки из массива позволяет обрабатывать измеряемые данные со скоростью, превышающей быстродействие (более 60 Гц) матрицы ПЗС.

Для повышения быстродействия и точности расчетов ведется работа по созданию алгоритма решения обратной задачи методом Ньютона.

Литература

1. Андреев С.В., Карасев Н.Н., Путилин Э.С., Шакин А.О. Автоматизация фотометрического контроля толщины осаждаемых слоев // Известия вузов. Электроника. – 2003. – № 6. – С. 85–90.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 721 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИРОВАЛЬНЫХ СМОЛ НА ПРОЦЕСС ОБРАБОТКИ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЦИНКА

**Е.Ю. Вилкова, У.П. Клепикова (Институт химии высокочистых веществ РАН)
Научный руководитель – к.х.н. О.В. Тимофеев
(Институт химии высокочистых веществ РАН)**

Исследован процесс механического полирования халькогенидов цинка с использованием полировальных смол на основе канифоли, имеющих различные физико-химические характеристики. Показано, что качество поверхности существенно зависит от условий процесса полирования, физико-химических параметров и состава используемых канифольных смол, а также от способа приготовления полировальника.

Введение

Благодаря своим относительно высоким оптическим и механическим свойствам в настоящее время одними из наиболее перспективных материалов, широко используемых в различных областях практической деятельности, являются селенид и сульфид цинка. Основная задача при изготовлении оптических элементов из халькогенидов цинка – получение свободной от дефектов полированной поверхности. Из всей последовательности операций механической обработки полирование является наиболее длительным и трудоемким и, вместе с тем, самым ответственным процессом. Технология полирования определяется многими взаимозависимыми факторами и очень чувствительна к их малым изменениям [1].

На качество получаемой полированной поверхности поликристаллических халькогенидов цинка влияют продолжительность полирования, удельное давление, полирующие абразивы, добавление в смазывающе-охлаждающую жидкость химически активных добавок. Кроме того, большую роль играет выбор материала полировальника. Основным преимуществом смоляных полировальников является способность создавать на своей поверхности микроструктуру, обеспечивающую доступ полировочной суспензии к поверхности полируемого стекла и отвод ее с поверхности [2]. При этом смоляные полировальники сочетают в себе важные для оптического полировальника, но противоречивые свойства: с одной стороны, они обладают достаточной «твердостью» для удержания «зерна» полирующего материала, в то же время достаточно «эластичные» и «мягкие» для сохранения формы полируемого материала.

Свойства используемых смол зависят от их состава и в значительной степени определяют качество полирования. В связи с этим синтез смол различного состава и исследование влияния их характеристик на свойства полируемой поверхности представляется весьма важной и актуальной задачей как в научном, так и в практическом плане.

Исследованию процесса полирования халькогенидов цинка посвящен ряд работ [3–8]. Однако результаты, полученные в этих работах, не носят систематического характера и относятся в большинстве своем к монокристаллическим образцам.

Поэтому целью нашей работы является исследование влияния теплофизических свойств полировальных смол (таких как твердость, температура размягчения, вязкость) на процесс механического полирования халькогенидов цинка для получения оптических поверхностей высокого качества.

Методика эксперимента

Обработке подвергали высокочистый поликристаллический селенид и сульфид цинка, полученный методом химического осаждения из газовой фазы. Для полирования использовали образцы халькогенидов цинка, представляющие собой диски определенного диаметра и толщины, предварительно обработанные одинаковым образом. В каче-

стве материала полировальника использовались традиционные для стекол пеко-канифольные смолы, а также новые смолы на основе модифицированной живичной канифоли. В качестве модификаторов канифоли использовали гликоли, акриловую кислоту и т. д., а в качестве добавок – разнообразные пластифицирующие вещества. В процессе синтеза смол образцы тщательно фильтровали, чтобы исключить наличие механических примесей. Полировальные смолы имели различные физико-химические показатели: температуру размягчения и твердость. Температуру размягчения определяли по ГОСТ 23863-79 (метод А – кольца и шара), твердость – методом пенетрации. В процессе механического полирования в качестве смазочно-охлаждающей жидкости (СОЖ) применяли дистиллированную воду.

Процесс полирования проводили согласно методике, описанной в работе [9]. Качество полировочных смол оценивали по результатам полирования и достигнутому классу чистоты поверхности. Для этого определяли скорость съема обрабатываемого материала в процессе полирования, геометрию и чистоту поверхности. В процессе полирования контролировали изменение толщины обрабатываемых деталей при помощи оптиметра, и на основании полученных данных осуществляли расчет изменения массы образцов и скорости съема материала в процессе полирования. Погрешность определения составляла менее 0,1%. Контроль геометрии поверхности осуществляли с помощью интерферометра. В процессе полирования качество высоко-полированной поверхности оценивали с помощью методов оптической и зондовой микроскопии. В частности, чистоту поверхности оптических деталей оценивали при помощи оптических микроскопов «Ахiорlan-2» и «МБС-9» по наличию и количеству дефектов (царапины, точки, выколы и заколы) на основании ГОСТ 11141-84.

Обсуждение результатов

Были проведены эксперименты по оценке влияния материала полировальника и теплофизических характеристик смол на процесс обработки и качество поверхности халькогенидов цинка. Характеристики смол представлены в табл. 1.

В ходе предварительных экспериментов использовались пеко-канифольные смолы, применяющиеся в оптической промышленности для обработки большинства марок стекол (условные обозначения 9-26 – 18-37). Результаты показали, что при использовании их в качестве материала полировальника не удалось получить чистоту поверхности выше 5–6 класса чистоты. Поэтому предпочтение было отдано смолам на основе канифоли.

Полученные в ходе экспериментов результаты представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что с увеличением температуры размягчения и, соответственно, твердости полировальной смолы увеличивается масса сполеровываемого материала. Показано, что в процессе обработки скорость съема зависит от температуры размягчения полировальной смолы, и увеличение этой температуры на 10°C приводит к увеличению скорости съема в процессе полирования более чем на 70%. Наибольший съем наблюдался на смоле, температура размягчения которой составляла 73,5°C, и величина его составила 0,47 мкм/мин. Увеличение температуры размягчения смолы позволяет сократить время обработки и до определенного момента улучшает качество обрабатываемой поверхности. Наилучший результат, по совокупности трех параметров: чистота, геометрия и скорость съема был получен на смоле с температурой размягчения 64°C.

В результате экспериментов были получены зависимости изменения массы для образцов селенида цинка в процессе полирования от времени, при постоянных условиях, которые представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что скорость съема на данных смолах существенно различается. На основании полученных зависимостей рассчитана скорость съема в процессе механического полирования для образцов селенида цинка.

Расчетные значения скорости съема приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что скорости съема существенно различаются, несмотря на постоянство температуры размягчения. В образцах 4«Б11» №1 и №2 в качестве добавки использовали ПАВ, и увеличение его концентрации на 0,5% приводит к существенному изменению скорости съема и улучшению качества поверхности. Добавление стеарина в состав смолы не приводит к такому резкому увеличению скорости съема, однако существенно улучшает качество поверхности. Полученные результаты показали, что на процесс полирования влияют не только температура размягчения и твердость, но и незначительные изменения состава, при сохранении теплофизических характеристик смолы приводят к существенному изменению как скорости съема, так и чистоты поверхности. Об этом свидетельствуют фотографии поверхности селенида цинка, которые были сделаны с помощью микроскопа «Аxioplan 2», представленные на рис. 2. Оценка чистоты показала, что наилучшее качество получено на полировальной смоле ПС-С1 с температурой размягчения 63°C и соответствует 4 классу чистоты по ГОСТ 11141-84.

№ образца	Физико-химические показатели			Скорость съема, мкм/мин
	Температура размягчения по КиШ, °С	Твердость, °С	Логарифм вязкости при 25°C	
Смолы «Оптика канифольная»				
ПС-4«Б ₄ »	67	31	–	0,16±0,03
ПС-4«Б ₅ »	56	24,2	–	0,17±0,03
ПС-4«Б ₆ »	59	25	–	0,27±0,09
ПС-4«Б ₇ »	70	–	–	0,34±0,06
ПС-4«Б ₈ »	73,5	–	–	0,47±0,03
ПС-4«Б ₁₁ »	64	29	–	0,3±0,1
Пеко-канифольные смолы				
9-26	61	26	8,4	–
10-29	65	29	8,8	0,8±0,2
12-31	67	31	9,05	0,9±0,1
12-32	68	32	9,1	0,45±0,08
18-37	71	37	9,87	–

Таблица 1. Характеристики полировальных смол и экспериментальные величины скорости съема селенида цинка в процессе полирования

Проведены исследования влияния структуры канифольных смол на качество поверхности и величину съема материала в процессе механического полирования. Для экспериментов использовали смолу, имеющую температуру размягчения 64°C. Смола заливалась на полировальники следующим образом. Образец смолы нагревали в стеклянном реакторе, снабженном перемешивающим устройством и обратным холодильником, до температуры 160–170°C и выдерживали в течение 1 ч. В этих условиях смола полностью переходила в жидкое состояние. Затем расплавленную смолу выливали на дюралевые планшайбы и охлаждали. Температуру охлаждения изменяли в интервале от

20°C до –12°C. Изготовленные таким образом полировальники использовали в процессе полирования халькогенидов цинка.

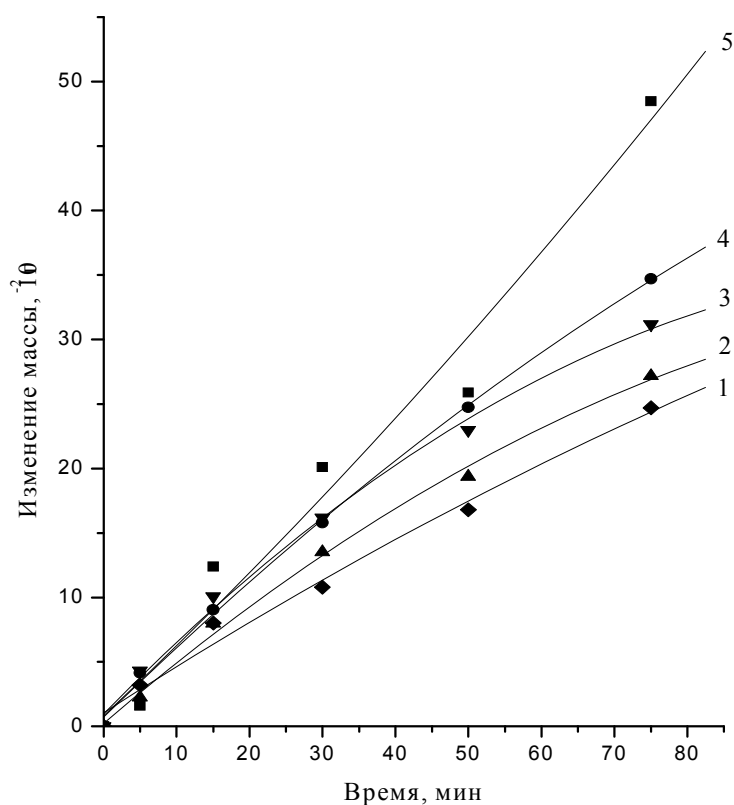


Рис. 1. Зависимость изменения массы образцов ZnSe в процессе обработки с использованием микропорошка АСМ 2/1 на различных смолах: 1 – 4"Б 11"; 2 – 4"Б 11" (парт. № 2); 3 – ПС-С2; 4 – ПС-С1; 5 – 4"Б 11" (парт. № 1)

№ образца	Физико-химические показатели		Скорость съема, мкм/мин
	Температура размягчения по КиШ, °С	Твердость, °С	
ПС-4"Б11"	64	29,0	0,3±0,1
ПС-4"Б11"-ОС, парт. № 1	64	27,8	0,5±0,1
ПС-4"Б11"-ОС, парт. № 2	64	27,6	0,28±0,09
ПС-С1	63	29,6	0,35±0,02
ПС-С2	64,5	29,8	0,32±0,07

Таблица 2. Экспериментальные данные по скорости съема селенида цинка в процессе полирования с использованием смол на основе канифоли, имеющих одинаковую температуру размягчения, но различный состав

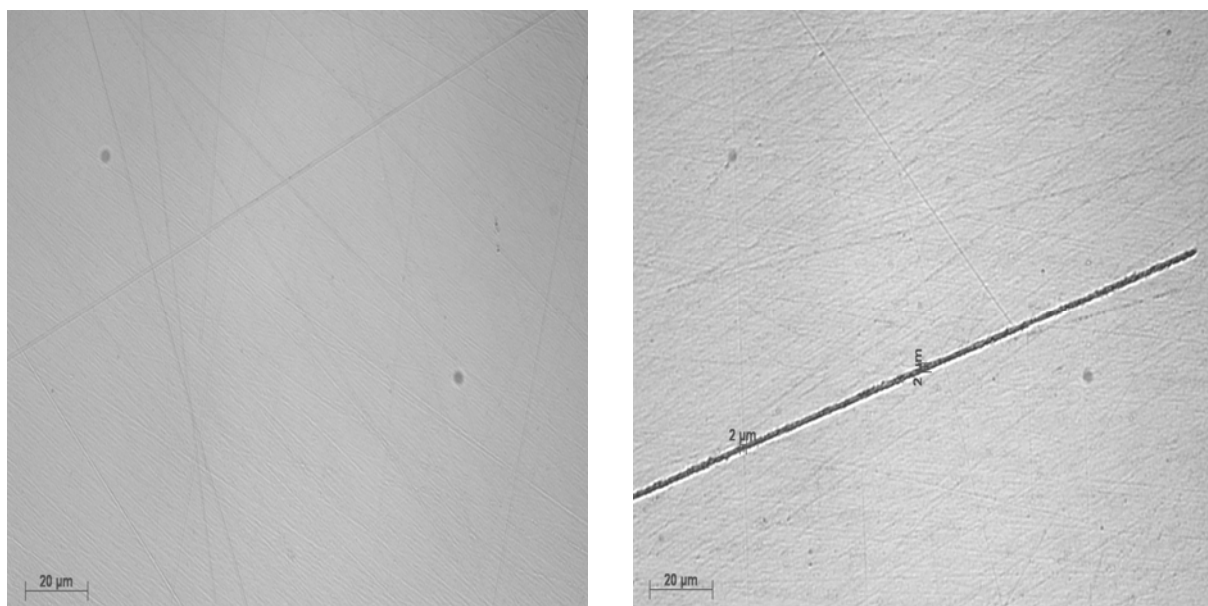


Рис. 2. Фотографии поверхностей селенида цинка, обработанных на микропорошке АСМ 1/0 с использованием полировочных смола на основе канифоли, имеющих различную температуру размягчения: 1 – смола ПС-С1 Тр=63°С, 2 – смола ПС-С2 Тр=64,5°С

№ образца	Температура изготовления, °С	Скорость съема, мкм/мин
Селенид цинка		
4"Б11" № 1	+ 5	0,405
4"Б11" № 2	- 12	0,421
4"Б11" № 3	+18	0,377
4"Б11" № 4	+18 и дополнит. нагрев	0,307
Сульфид цинка		
4"Б11" № 1	+ 5	0,315
4"Б11" № 2	- 12	0,318
4"Б11" № 3	+18	0,282
4"Б11" № 4	+18 и дополнит. нагрев	0,307

Таблица 3. Экспериментальные величины скорости съема халькогенидов цинка при механической обработке на различных полировальных смолах

В ходе экспериментов была получена зависимость изменения массы селенида цинка в процессе полирования, представленная на рис. 3. Из рисунка видно, что уменьшение температуры заливки приводит к увеличению массы сполировываемого материала. На основании этих зависимостей были рассчитаны скорости съема материала в процессе полирования.

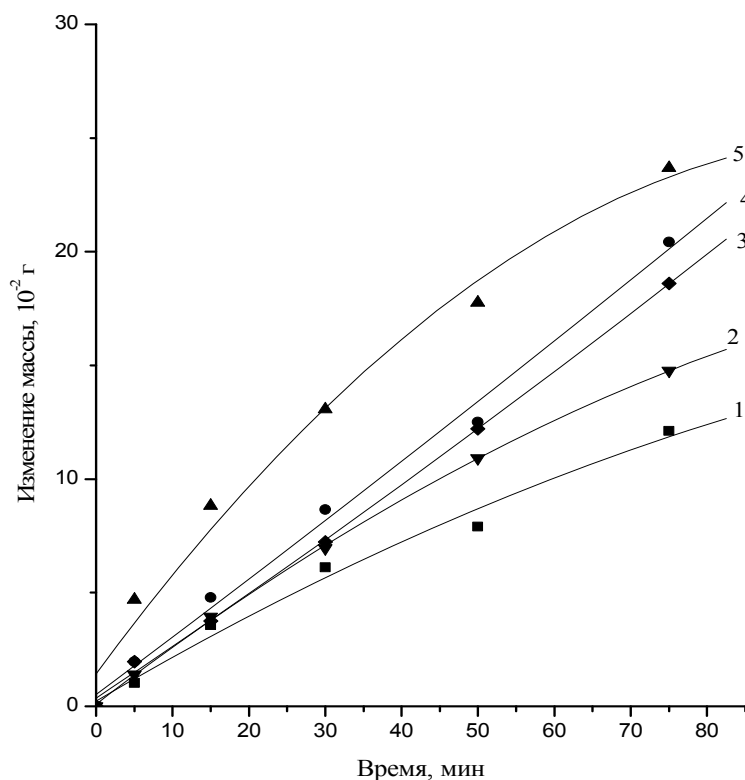


Рис. 3. Зависимость изменения массы ZnSe в процессе обработки на смоле марки 4"Б11" с использованием микропорошка АСМ 1/0 при различных способах заливки полировальника: 1 – обычный способ; 2 – способ № 1; 3 – способ № 2; 4 – способ № 4; 5 – способ № 3

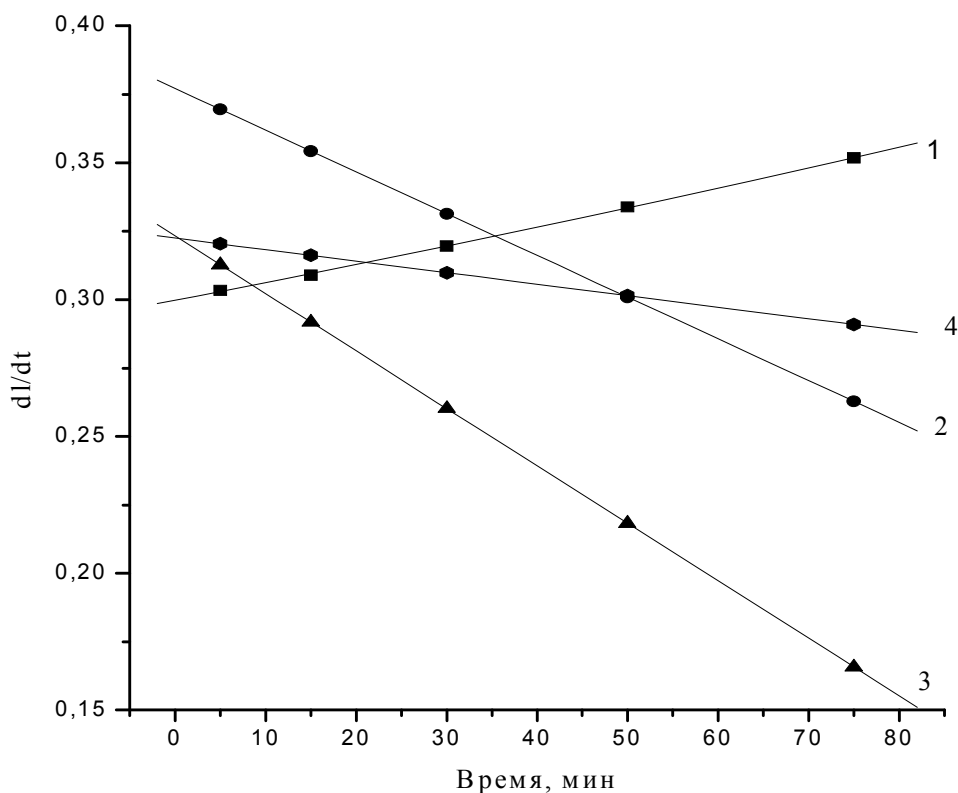


Рис. 4. Изменение скорости съема сульфида цинка в процессе его полирования на смоле 4"Б11" с использованием микропорошка АСМ 2/1 при различных способах заливки: 1 – № 1; 2 – № 2; 3 – № 3; 4 – № 4

Результаты для селенида и сульфида цинка представлены в табл. 3. Видно, что при уменьшении температуры заливки полировальника с 18°C до 5°C увеличивается скорость съема материала для селенида цинка на 18 и 24%, и на 11 и 3% – для сульфида цинка, соответственно. Это можно объяснить изменением структуры материала полировальника, которая влияет на теплофизические свойства смолы и как следствие на скорость съема обрабатываемого материала. Наилучшие результаты по качеству поверхности как для селенида, так и для сульфида цинка получены при способе заливки, когда полировальник охлаждали при температуре 5°C.

Исследование временной зависимости скорости съема сульфида цинка (рис. 4) в процессе обработки показало, что на полировальниках, приготовленных способами 2, 3 и 4, скорость полирования постепенно уменьшается. Полировальник, приготовленный 1 способом, поддерживает хоть и незначительное, но увеличение скорости обработки. Из рисунка видно, что в процессе экспериментов мы не вышли на стационарные условия. Однако установлено, что способ заливки оказывает существенное влияние на скорость съема и механизм полирования. Для вывода на постоянную скорость съема необходимо проведение более длительных экспериментов, которые в настоящее время планируются.

Выводы

Проведены исследования влияния физико-химических характеристик (температура размягчения, твердость, логарифм вязкости, состав) полировальных смол на основе живичной канифоли на качество поверхности халькогенидов цинка. Показано, что на качество механической обработки халькогенидов цинка оказывают существенное влияние не только теплофизические параметры смолы, но и ее состав, а также способ приготовления смоляных полировальников.

Качество поверхности образцов ZnSe отвечало 4 классу чистоты, а образцов ZnS – 3 классу чистоты согласно ГОСТ 11141-84, с отклонением по плоскости не более одного интерференционного кольца, местная ошибка не превышала 0,1 интерференционного кольца.

Литература

1. Труды международной академии «Контенант». Формообразование оптических поверхностей. – М.: Издательство «Контенант», 2005. Т.1. – 284 с.
2. Винокуров В.М. Исследование процессов полировки стекла – М.: Машиностроение, 1967. – 196 с.
3. Девярых Г.Г., Коршунов И.А., Мурский Г.Л., Сучков А.И. Зависимость числа и размера оптических неоднородностей на поверхности высокочистого поликристаллического селенида цинка от условий его полировки // *Высокочистые вещества*. – 1994. – № 4. – С. 74–79.
4. Куклева З.А., Кожухова В.Т., Тихомиров Г.П. Влияние обработки на качество поверхности кристаллов селенида цинка // *Опт.-мех. пром-ть*. – 1982. – № 5. – С. 35–38.
5. Hitoshi T., Yasuo O., Hiroyuki K. Chemical Etching of ZnSe Crystals // *J. Electron. Mater.* – 1994. – V. 23. – № 8. – P. 835–838.
6. Herrington G., Gregory D.A., Otto W. Infrared Absorption in Chemical Laser Window Materials // *Appl. Opt.* – 1976. – V. 15. – № 8. – P. 1953–1959.
7. Fujita S., Mimoto H., Takebe H., Noguchi T. Growth of Cubic ZnS, ZnSe and ZnS_xSe_{1-x} Single Crystals by Iodine Transport // *J. Cryst. Growth*. – 1979. – V. 47. – P. 326–334.
8. Ягтар Сингх Бэси. Метод полирования селенида цинка // Патент США № 3869323. 1975.
9. Гавришук Е.М., Тимофеев О.В., Погорелко А.А., Сучков И.А. Влияние условий полирования на оптические свойства поверхности селенида цинка. // *Неорганические материалы*. – 2004. – Т.40. – №3. – С. 267–271.

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО УГЛА РАЗВЕДЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОГО И НЕОБЫКНОВЕННОГО ЛУЧЕЙ В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТАХ

А.В. Игнатьев

Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент С.А. Миронов

Представлена методика расчета угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей и величины пространственного разделения поляризационных компонент в зависимости от ориентации оптической оси относительно направления распространения излучения в одноосных кристаллах. Разработанная в среде MathCad программа применена для анализа угла разведения в кристаллах, наиболее часто применяемых для построения невзаимных оптических устройств: CaCO_3 , TiO_2 , LiNbO_3 , YVO_4 , GdVO_4 .

Постановка задачи

В современных высокоскоростных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) и оптических датчиках для обеспечения стабильного режима генерации требуется защитить источник излучения (лазерный диод) от воздействия обратных отражений, которые возникают в тракте передачи. Для этой цели используются невзаимные оптические устройства – оптические изоляторы (ОИ) и оптические циркуляторы (ОЦ), которые позволяют осуществить однонаправленную передачу излучения от источника в волоконный тракт [1, 2].

Первоначально в традиционных ОИ для блокировки обратных отражений использовалась скрещенная система поляризатор-анализатор [1–4]. В таких устройствах величина изоляции, т.е. степень подавления обратных отражений, ограничивалась оптическим качеством поляризационных призм и в первую очередь коэффициентом экстинкции. На практике величина изоляции не превышала 30–35 дБ, что для некоторых типов ВОЛС, например, когерентных ВОЛС, ВОЛС с оптическими усилителями, ВОЛС со спектральным уплотнением, оказывается недостаточным. Кроме того, величина прямых потерь в ОИ такого рода зависит от поляризации, что неприемлемо.

В настоящее время в аппаратуре ВОЛС применяются поляризационно-независимые ОИ и ОЦ, в которых необходимая изоляция ≈ 60 дБ достигается посредством использования поляризационных элементов со смещением лучей [1, 5, 6]. Такие двулучепреломляющие элементы (ДЛПЭ), изготовленные из оптически анизотропных кристаллов, обеспечивают разделение входного оптического излучения на две ортогональные поляризационные компоненты и последующее их пространственное разведение для достижения требуемой величины изоляции (рис. 1).

При этом величина разведения зависит от двулучепреломляющих свойств и длины ДЛПЭ, а также от направления распространения оптического излучения.

Качественно характер распространения оптического излучения в пластинках из кристалла исландского шпата (CaCO_3) при различных углах падения относительно его оптической оси рассмотрен в [7]. Однако детального количественного анализа зависимости угла разведения Θ обыкновенного и необыкновенного лучей от угла α между направлением распространения и оптической осью не представлено. Кроме того, не изучены возможности недавно синтезированных оптических кристаллов с большим двулучепреломлением для создания ДЛПЭ.

В настоящей работе представлена методика и результаты расчета пространственного разведения обыкновенного и необыкновенного лучей в ДЛПЭ на основе одноосных кристаллов CaCO_3 , TiO_2 , LiNbO_3 , YVO_4 , GdVO_4 для рабочих длин волн 1,3 мкм и 1,55 мкм. Основное внимание уделено определению оптимального угла α_{opt} для каждого кристалла, который позволяет получить максимальное разведение лучей в ДЛПЭ, что необходимо для построения ОИ и ОЦ с максимальными значениями изоляции.

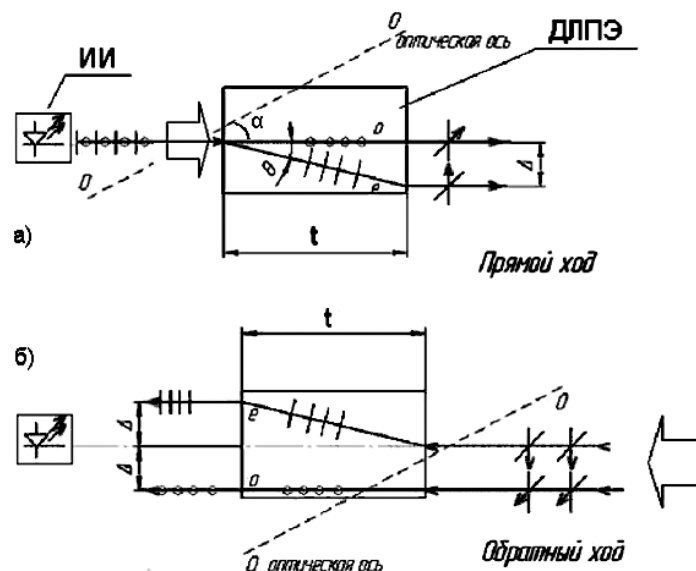


Рис. 1 Ход лучей в ДЛПЭ: а) – в прямом направлении; б) – в обратном направлении распространения; α – угол между направлением распространения излучения и оптической осью кристалла; Θ – угол разведения обыкновенного (о) и необыкновенного (е) лучей; Δ – пространственное разведение о- и е-лучей в ДЛПЭ; Т – толщина ДЛПЭ

Методика расчета

Для нахождения угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей будем использовать метод волновых нормалей [8]. Рассмотрим одноосный оптический кристалл и определим показатели преломления обыкновенного (n_o) и необыкновенного (n_e) лучей для выбранного направления распространения α . Для этого находим эллипс пересечения плоскости, проходящей через начало координат и перпендикулярной направлению распространения S , с эллипсоидом нормалей. Осуществив сечение эллипсоида плоскостью, проходящей через начало координат, мы получим тоже эллипс (за исключением случая, когда направление распространения совпадает с оптической осью) [7]. Большая полуось данного эллипса пересечения даст значение n_e , а меньшая полуось – значение n_o .

Как известно [7], свет, распространяющийся по направлению S и нормально падающий на двулучепреломляющий кристалл, вырезанный под углом α к оптической оси, в общем случае распадается в кристалле на два луча – обыкновенный и необыкновенный (рис. 1). Рассмотрим случай одноосного кристалла, например, TiO_2 , когда оптическая ось лежит в плоскости рисунка и составляет угол α с направлением распространения излучения (рис. 2). Такая геометрия широко используется на практике для построения двулучепреломляющих элементов оптических изоляторов и циркуляторов. Обыкновенный луч распространяется по направлению, совпадающему с направлением вектора S_0 (S_0 является продолжением луча S), а необыкновенный луч – по направлению, совпадающему с направлением вектора S_e , т.е. преломляется под некоторым углом. Угол между векторами S_0 и S_e и есть угол разведения лучей Θ .

Так как все рассмотренные кристаллы одноосны, то эллипсоиды инвариантны к вращению вокруг оптической оси [8], а, следовательно, задачу нахождения угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей можно решать на плоскости (рис. 2). Для этого построим касательные к поверхностям волновых нормалей в точках пересечения их с падающим лучом S ; нормали к касательным будут совпадать с направлением распространения обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле.

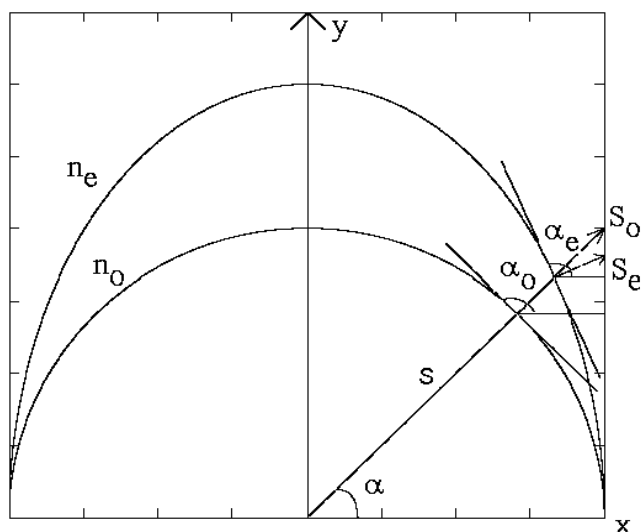


Рис. 2. Сечение поверхности волновых нормалей в одноосном кристалле. Оптическая ось направлена по оси OX

Поверхности волновых нормалей для обыкновенного и необыкновенного лучей описываются следующими уравнениями:

для обыкновенного луча

$$x_o^2 + y_o^2 = n_o^2,$$

для необыкновенного луча

$$\frac{x_e^2}{n_o^2} + \frac{y_e^2}{n_e^2} = 1.$$

Падающий луч S можно описать уравнением:

$$y = kx,$$

где $k = \operatorname{tg}(\alpha)$, а угол α и есть угол между оптической осью и падающим излучением.

Для упрощения расчетов будем искать не угол между S_o и S_e , а угол между касательными, поскольку равенство этих углов очевидно.

Найдем зависимость угла α_o (рис. 3) от ориентации оптической оси следующим образом:

1. зависимость координат пересечения обыкновенного луча с поверхностью волновых нормалей от ориентации оптической оси:

$$x_o^2 + k^2 x_o^2 = n_o^2,$$

$$x_o^2(k) = \frac{n_o^2}{1+k^2};$$

2. выразим тангенс угла наклона касательной $\operatorname{tg}\alpha_o$ в зависимости от x_o :

$$x_o^2 + y_o^2 = n_o^2,$$

$$y_o = \sqrt{n_o^2 - x_o^2},$$

$$y_o'(x_o) = -\sqrt{\frac{x_o^2}{n_o^2 - x_o^2}};$$

3. тангенс угла наклона касательной $\operatorname{tg}\alpha_o$ в зависимости от ориентации оптической оси выражается как

$$\operatorname{tg}(\alpha) = y'_o(k) = \sqrt{\frac{\frac{n_o^2}{1+k^2}}{n_o^2 - \frac{n_o^2}{1+k^2}}} = -\frac{1}{k};$$

4. следовательно, угол наклона касательной α_o в зависимости от ориентации оптической оси имеет вид:

$$\alpha_o(k) = \operatorname{arctg}\left(-\frac{1}{k}\right).$$

Аналогично для угла α_e :

5. зависимость координат пересечения необыкновенного луча с поверхностью волновых нормалей от ориентации оптической оси:

$$\frac{x_e^2}{n_o^2} + \frac{k^2 x_e^2}{n_e^2} = 1,$$

$$x_e^2(k) = \frac{n_e^2 n_o^2}{n_e^2 + k^2 n_o^2};$$

6. выразим тангенс угла наклона касательной $\operatorname{tg}\alpha_e$ в зависимости от x_e :

$$\frac{x_e^2}{n_o^2} + \frac{y_e^2}{n_e^2} = 1,$$

$$y_e = \sqrt{\frac{n_e^2 n_o^2 - x_e^2 n_e^2}{n_o^2}},$$

$$y'_e(x_e) = \sqrt{\frac{x_e^2 n_e^4}{n_e^2 n_o^4 - x_e^2 n_e^2 n_o^2}};$$

7. тангенс угла наклона касательной $\operatorname{tg}\alpha_o$ в зависимости от ориентации оптической оси выражается как

$$\operatorname{tg}(\alpha_e) = y'_e(k) = -\frac{1}{k} \frac{n_e^2}{n_o^2};$$

8. следовательно, угол наклона касательной α_e в зависимости от ориентации оптической оси имеет вид:

$$\alpha_e(k) = \operatorname{arctg}\left(-\frac{1}{k} \frac{n_e^2}{n_o^2}\right).$$

Таким образом, найдя зависимости углов наклона касательных от k , можно найти зависимость угла разведения лучей Θ от ориентации оптической оси (от угла α), которая выглядит следующим образом:

$$\Theta(\alpha) = \operatorname{arctg}\left(-\frac{1}{\operatorname{tg}(\alpha)}\right) - \operatorname{arctg}\left(-\frac{n_e^2}{\operatorname{tg}(\alpha)n_o^2}\right).$$

Продифференцировав и исследовав функцию $\Theta(\alpha)$ на экстремумы, определим оптимальный угол α_{opt} , при котором разведение лучей максимально:

$$\alpha_{opt} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_e}{n_o}\right). \quad (1)$$

Нетрудно показать, что в соответствии с рис. 1 зависимость пространственного смещения лучей друг от друга на выходе кристалла при прямом ходе имеет вид

$$\Delta(\Theta) = t * \operatorname{tg}(\Theta), \quad (2)$$

где t – толщина ДППЭ.

В соответствии с указанной методикой в среде MathCad были рассчитаны углы разведения обыкновенного и необыкновенного лучей в зависимости от ориентации оптической оси относительно направления распространения в следующих одноосных кристаллах с большим двулучепреломлением, представляющих наибольший практический интерес: CaCO_3 , TiO_2 , YVO_4 , LiNbO_3 , GdVO_4 . Были определены оптимальные ориентации для достижения максимального угла разведения лучей, а также найдены величины смещения лучей друг относительно друга.

Результаты

Для кристалла TiO_2 на длине волны излучения $\lambda=1.3$ мкм ($n_o=2.46$, $n_e=2.73$) зависимость угла разведения от ориентационного угла α представлена на рис. 3.

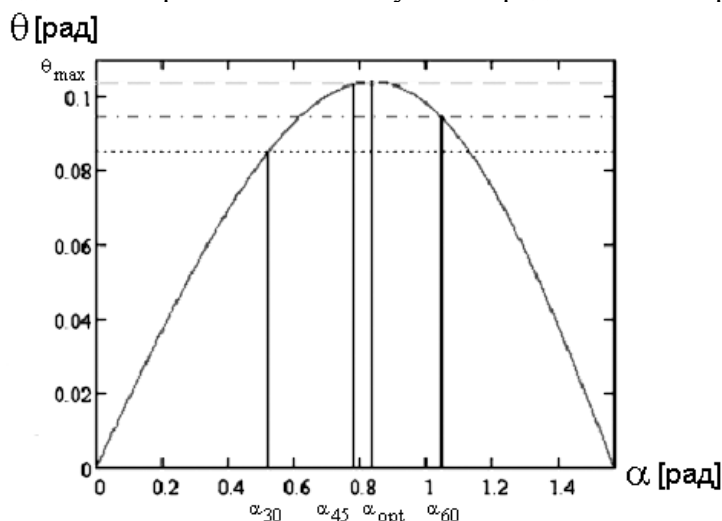


Рис. 3. Зависимость угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей от угла между оптической осью и направлением распространения для кристалла TiO_2 на длине волны излучения $\lambda=1,3$ мкм

Определив из рис. 3 (или по формуле (1)) максимальный угол разведения Θ_{\max} , по формуле (2) можно вычислить линейное смещение лучей Δ , которое используется для определения величины изоляции. Зависимость нормированного смещения от угла между оптической осью и направлением распространения приведена на рис. 4.

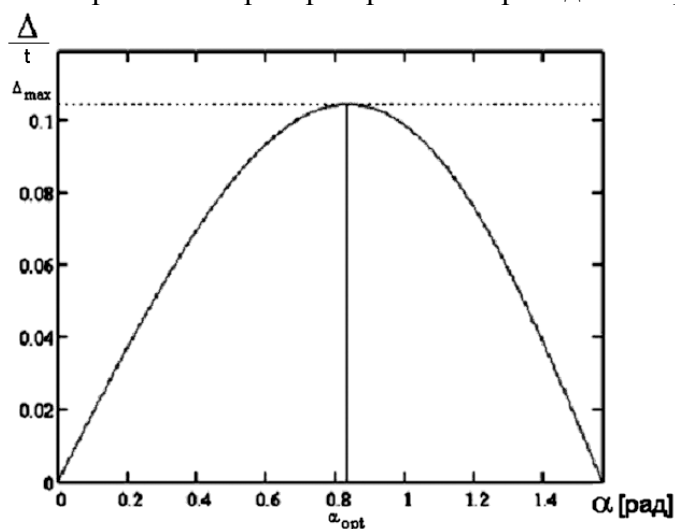


Рис. 4. Зависимость нормированного линейного смещения о- и е-лучей от угла α на выходе ДЛПЭ при заданной толщине для кристалла TiO_2 на длине волны излучения $\lambda=1,3$ мкм: Δ – линейное смещение лучей, t – толщина ДЛПЭ

Значения углов разведения, а также величины смещения лучей в зависимости от ориентационного угла α приведены в табл. 1. (Необходимо уточнить, что значения углов в табл. 1 указаны в градусах).

α°	$\Theta(\alpha)^\circ$	$\Delta(\alpha)/t$
0	0	0
30°	4.88°	0.09
45°	5.92°	0.10
60°	5.41°	0.09
90°	0°	0
$\alpha_{\text{opt}} = 47.98^\circ$	$\Theta(\alpha)_{\text{max}} = 5.96^\circ$	$(\Delta(\alpha)/t)_{\text{max}} = 0.10$

Таблица 1. Значения угла разведения и пространственного смещения обыкновенного и необыкновенного лучей в зависимости от угла ориентации оптической оси

Аналогичные расчеты были проведены для других упомянутых выше кристаллов. Значения α_{opt} и $\Theta(\alpha)_{\text{max}}$ приведены в табл. 2.

	TiO ₂		YVO ₄	LiNbO ₃	GdVO ₄	CaCO ₃	
	$\lambda=1.3$ мкм	$\lambda=1.55$ мкм	$\lambda=1.55$ мкм	$\lambda=1.55$ мкм	$\lambda=1.55$ мкм	$\lambda=1.3$ мкм	$\lambda=1.55$ мкм
α_{opt}	47.98°	47.85°	47.81°	43.96°	47.94°	42.06°	42.13°
$\Theta(\alpha)_{\text{max}}$	5.96°	5.70°	5.62°	2.08°	5.88°	5.88°	5.75°
$(\Delta(\alpha)/t)_{\text{max}}$	0.1044	0.0998	0.0984	0.0363	0.1030	0.1030	0.1007

Таблица 2. Результаты расчета оптимальных углов ориентации оптической оси и максимальных углов разведения для одноосных кристаллов с большим двулучепреломлением

Определив величину разведения обыкновенного и необыкновенного лучей, можно оценить достижимую величину изоляции невзаимного оптического устройства (например, ОИ) в приближении смещенных гауссовых пучков [9]:

$$I = -10 \lg \left(e^{-\frac{\Delta^2}{\omega}} \right), \quad (3)$$

где $\Delta = t \cdot \text{tg} \Theta$ – величина пространственного разведения лучей в ДЛПЭ (2), ω – радиусы гауссовых пучков.

Рассмотрим ДЛПЭ из кристалла TiO₂ на рабочей длине волны $\lambda=1,55$ мкм. Для ОИ микрооптического при работе с одномодовым оптическим волокном типичное значение $\omega = 100$ мкм. Тогда при толщине кристалла $t = 3$ мм величина изоляции составляет $I = 42$ дБ, а при увеличении толщины до $t = 4$ мм величина изоляции возрастает до

$I=75$ дБ. Следовательно, выбирая оптимальным образом ориентацию и размеры ДЛПЭ, можно создавать устройства с требуемой величиной изоляции.

Заключение

Представлена методика расчета угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей, а также величины пространственного разделения поляризационных компонент в зависимости от ориентации оптической оси относительно направления распространения излучения для двулучепреломляющих элементов, используемых в невзаимных оптических устройствах – оптических изоляторах и оптических циркуляторах. Разработана программа для решения поставленной задачи в среде MathCad, определен оптимальный угол для одноосных кристаллов с большим двулучепреломлением, которые получили наибольшее распространение на практике: LiNbO_3 , CaCO_3 , TiO_2 , YVO_4 , GdVO_4 .

Литература

1. Bendelli G., Donati S. Optical Isolators for Telecommunication: Review and Current Trends. // *Optical Communications*. – 1992. – Vol. 3. – №4. – P. 373–380.
2. Рудов Ю.К., Зингеренко Ю.А., Оробинский С.П., Миронов С.А. Применение оптических циркуляторов в волоконно-оптических системах передачи // *Электросвязь*. – 1999. – №6. – С. 32–34.
3. Fischer G., The Faraday Optical Isolator // *Journal of Optical Communications*. – 1987. – Vol. 8. – №1. – С. 18–21.
4. Iwamura H., Hayashi S., Iwasaki H., A Compact Optical Isolator Using a $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Crystal for Near Infra-Red Radiation // *Optical and Quantum Electronics*. – 1978. – Vol. 10. – P. 393–398.
5. Chang K.W., Sorin W.V., High-Performance Single-Mode Fiber Polarization-Independent Isolators // *Optics Letters*. – 1990. – Vol. 15. – №8. – P. 449–451.
6. Chang K.W., Schmidt S., Sorin W.V., Yarnell J.L., Chou H., Newton S.A., High-Performance Optical Isolators for Light-Wave Systems // *Hewlett-Packard Journal*. – 1991. – №2. – P. 45–50.
7. Ландсберг Г.С. Оптика / Учеб. пособие – 6-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
8. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 ил.
9. Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П., Пал Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. – Л.: Машиностроение, Ленинград. отд., 1987. – 328 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ГИРОСКОПОВ

В.С. Серебрякова

Научные руководители – д.т.н., профессор И.К. Мешковский,
к.ф.-м.н., профессор В.Е. Стригалева

В статье дан обзор и проведен анализ технологий изготовления канальных волноводов на подложке из LiNbO_3 , а также рассмотрены конфигурации выполнения многофункциональных интегрально-оптических схем (МИОС) для волоконно-оптических гироскопов (ВОГ). В ходе работы получены рекомендации для оптимизации параметров изготовления канальных световодов на ниобате лития, из проведенного сравнения технологий получения полосковых волноводов сделаны выводы о наилучшей конфигурации МИОС для ВОГ.

Введение

В связи с бурным развитием волоконно-оптических и интегрально-оптических технологий в 70 гг. XX века начали активно создаваться и использоваться волоконно-оптические датчики, и среди них волоконно-оптические гироскопы [1, 2]. В последнее время волоконно-оптические гироскопы (ВОГ) постепенно вытесняют механические и кольцевые лазерные гироскопы. Очевидными преимуществами ВОГ являются надежность, широкий динамический диапазон и малая потребляемая мощность. Основным элементом таких гироскопов является многофункциональный интегрально-оптический элемент (МИОЭ).

МИОС состоит из канальных световодов, на которых изготовлены поляризатор, делитель и модулятор [3–9]. Особое значение имеет миниатюрность этих элементов, возможность монолитного интегрального исполнения, малое количество потребляемой ими энергии и их совместимость с волоконными световодами. К этой схеме пристыкуются входное и выходное оптическое волокно, но на месте соединения оптического волокна и канального волновода возникают потери оптической мощности из-за несогласованности параметров волокна и световода – потери на отражение, а также потери, вызванные несовпадением распределений модовых полей в волокне и канальном волноводе [10].

В настоящее время кристаллы ниобата лития (LiNbO_3) наиболее широко используются в интегральной оптике благодаря высоким значениям электрооптических коэффициентов, а также возможности промышленного роста кристаллов и производства пластин диаметром до 100 мм высокого качества [10, 11–19]. В основе большинства интегрально-оптических устройств лежит канальный световод. В настоящее время существует две основные технологии, используемые для формирования интегрально-оптического волновода на ниобате лития: титан-диффузионная и протон-обменная.

Целью данной работы является обзор используемых в ВОГ многофункциональных интегрально-оптических схем, сравнение технологий изготовления данных схем, а также анализ параметров МИОС для гироскопа.

1. Основные технологии изготовления канальных волноводов на подложке ниобата лития

Одним из наиболее часто используемых материалов для создания интегрально оптических волноводов и элементов является ниобат лития. Ниобат лития относится к одноосным отрицательным оптическим кристаллам ($n_e < n_o$) с большим показателем преломления и большим электрооптическим коэффициентом ($r_{33} = 30,8 \times 10^{-12}$ м/В). В

зависимости от применения различные интегрально-оптические устройства могут формироваться на x-, y- и z-срезах кристалла [11, 13, 19, 20].

На этих кристаллах в последние годы удалось реализовать различные интегрально-оптические элементы и схемы. Интегрально-оптические фазовые модуляторы, изготовленные на подложках ниобата лития, в настоящее время широко применяются в волоконно-оптических гироскопах, датчиках электрического тока и других устройствах [1, 3–10, 12, 14, 18, 21–23].

Дадим обзор основных технологий изготовления канальных волноводов на подложке из ниобата лития, а также рассмотрим конфигурацию выполнения МИОС для волоконно-оптического гироскопа (ВОГ).

1.1. Титан-диффузионные волноводы

Титан-диффузионные волноводы являются наиболее часто используемыми волноводами в оптических интегральных схемах. Метод диффузии Ti в LiNbO₃ широко освещен в литературе [10, 15, 16, 21, 24–28]. При создании оптического волновода принимаются во внимание следующие параметры:

- начальная ширина титановой полоски (W);
- начальная толщина титановой полоски (H);
- температура, при которой происходит диффузия (T);
- время диффузии (t).

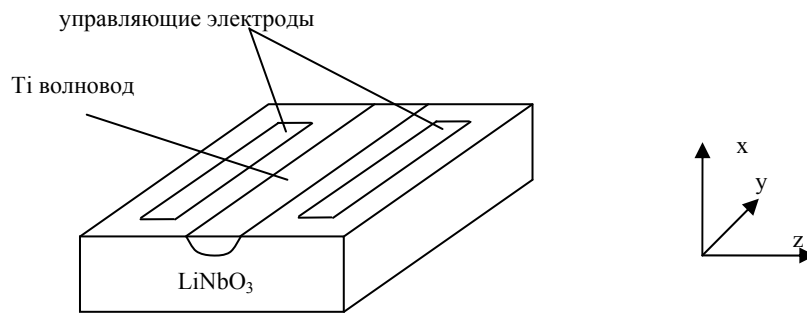


Рис. 1. Конфигурация полоскового Ti-диффузионного волновода на подложке LiNbO₃ x-среза

Для x-среза кристалла, где свет распространяется вдоль оси y, а модулирующее напряжение прикладывается вдоль оси z (рис. 1), распределение показателя преломления в области диффузии выражается формулой [10, 15–16, 22, 26–27]:

$$n_{e,o}^2(x, z, \lambda) = n_{b,e,o}^2 + \left[(n_{b,e,o} + \Delta n_{s,e,o})^2 - n_{b,e,o}^2 \right] \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) f\left(\frac{2z}{W}\right),$$

где

$$f\left(\frac{2z}{W}\right) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{W}{2d_z}\left(1 + \frac{2z}{W}\right)\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{W}{2d_z}\left(1 - \frac{2z}{W}\right)\right] \right\},$$

$n_{e,o}$ – необыкновенный и обыкновенный показатели преломления, x, z – направления по осям, d_z, d_x – диффузионная ширина и глубина, n_b – показатель преломления подложки, Δn_s – изменение показателя преломления на поверхности.

Зависимость Δn_s от длины волны и толщины титановой пленки [10, 15, 22, 26] имеет вид

$$\Delta n_{s_{e,o}}(\lambda) = \left[B_{0_{e,o}}(\lambda) + B_{1_{e,o}}(\lambda) \frac{H}{d_{x_{e,o}}} \right] \left(\frac{H}{d_{x_{e,o}}} \right)^{\alpha_{e,o}},$$

где $B(\lambda)$ – дисперсионные коэффициенты, α – соответствующие коэффициенты для обыкновенного и необыкновенного луча:

$$B_{0_e}(\lambda) = 0,385 - 0,430\lambda + 0,171\lambda^2, \quad B_{1_e} = 9,130 + 3,850\lambda - 2,490\lambda^2,$$

$$B_{0_o}(\lambda) = 0,0653 - 0,0315\lambda + 0,0071\lambda^2, \quad B_{1_o}(\lambda) = 0,4780 + 0,4640\lambda - 0,3480\lambda^2,$$

$$\alpha_e = 0,83, \quad \alpha_o = 0,53, \quad 0,6 \leq \lambda(\text{мкм}) \leq 1,6.$$

Диффузионные коэффициенты D_z и D_x , диффузионную ширину и глубину d_z и d_x , и глубину изменения профилей показателя преломления $d_{x_{e,o}}$ выражают формулой [10,

$$15, 22, 26]: \quad D_i = D_{i0} \exp\left(-\frac{E_{i0}}{kT}\right), \quad d_i = 2\sqrt{D_i t}, \quad d_{x_{e,o}} = \frac{d_x}{\sqrt{\alpha_{e,o}}}, \quad i = x, z, \quad \text{где } D_{i0} - \text{диффу-}$$

зионные константы, E_{i0} – энергия активации, k – постоянная Больцмана. Эти величины приведены в таблице [10, 22].

Постоянная	Значение
D_{z0} , мкм ² /ч	5×10^9
D_{x0} , мкм ² /ч	$1,35 \times 10^8$
E_{z0} , эВ	2,60
E_{x0} , эВ	2,22

Таблица. Константы для LiNbO₃

Показатель преломления подложки n_b в зависимости от длины волны (мкм) для обыкновенного и необыкновенного лучей может быть вычислен [10] как

$$n_{b_o}^2 = 4.9048 - \frac{0.11768}{0.04750 - \lambda^2} - 0.027169\lambda^2, \quad n_{b_e}^2 = 4.5820 - \frac{0.099169}{0.044432 - \lambda^2} - 0.021950\lambda^2.$$

Типичные параметры для получения волноводов следующие:

- ширина титановой полоски от 3 до 10 мкм;
- толщина титановой полоски от 500 до 1200 Å;
- температура, при которой происходит диффузия 950 – 1100 °С;
- время диффузии от 5 до 10 часов.

Выбранная толщина и ширина титановой пленки должна контролироваться с точностью до 0,1% в процессе изготовления для воспроизводимости параметров волноводов. При минимальной указанной температуре требуется длительное время диффузии, а при максимальной – более короткое время. Верхний предел температуры определяется ее значением в точки Кюри (примерно 1125°С), превышать который нежелательно, так как кристалл может деполяризоваться. Особое внимание при нагреве необходимо уделить процессу диффузии оксида лития из образца, так как это может привести к образованию планарного волновода для необыкновенной поляризации. Для уменьшения диффузии оксида лития из ниобата лития можно применять водяной пар. При относительной влажности 80% и температуре 1000°С волновод не образуется. Другим способом уменьшения диффузии лития является насыщение газовой атмосферы при диффузии оксидом лития путем ввода Li в поток газа, прокачиваемого через печь, или добавление материалов в печь, выделяющих оксид лития при нагреве [17]. При этом ни один из существующих методов не позволяет полностью исключить диффузию оксида лития.

Для титановой полоски шириной $W=7$ мкм и толщиной $H=1000$ Å, $\lambda=1,523$ мкм, $T=1050$ °С и времени диффузии $t=8,5$ часов параметры полученного волновода будут

следующие: $d_x=4,00$ мкм, $d_z=4,60$ мкм, $d_{x,o}=6,23$ мкм, $d_{x,e}=4,98$ мкм, $n_{bo}=2,2125$, $n_{be}=2,1383$, $\Delta n_{so}=0,00446$, $\Delta n_{se}=0,01217$ [10]. При этом вносимые потери составляют 1 дБ/см.

При ширине полоски титана 5 мкм, толщине 800 Å, температуре диффузии 1050°C, времени диффузии 6 часов размеры моды вдоль осей X и Z будут равны 5,145 и 7,22 мкм соответственно при длине волны 1550 нм. Потери на вводе при этом составляют 0,47 дБ [26].

Волноводы, полученные по данной технологии, имеют согласованную со стандартным одномодовым оптическим волокном числовую апертуру NA~0,11, однако они не могут выделять только одну из поляризаций [20]. Таким образом, для использования данной технологии при изготовлении МИОС необходимо изготавливать отдельный элемент – интегрально-оптический поляризатор.

1.2. Протонно-обменный волновод

Другим базовым методом формирования оптических волноводов в кристаллах ниобата лития, наряду с диффузией титана из пленок, является протонный обмен (ПО). Данный метод заключается в том, что ионы лития в ниобате лития замещаются на протоны (ионы водорода). В результате данного процесса увеличивается необыкновенный показатель преломления, и в области обмена формируется волноводный слой с большой разницей показателей преломления [11–13, 29–30]. На формирование протонно-обменного волновода влияют три фактора:

- температура источника протонов;
- кислотность источника протонов, т.е. концентрация протонов, доступных для замещения ионов лития в ниобате лития (тип кислоты, в которой проводится ПО);
- время диффузии.

В качестве источников протонов применяются бензойная, серная, стеариновая кислоты, при этом получается ступенчатый профиль показателя преломления [29]. Температура смеси (T) в зависимости от используемой кислоты изменяется от 150 до 250°C, время диффузии (t) – от 5 минут до 5 часов, при этом наблюдается увеличение необыкновенного показателя преломления примерно на 0,118 и уменьшение обыкновенного на 0,05 [30]. Следовательно, волноводы, полученные этим методом, могут поддерживать распространение только одной поляризационной моды. При этом у данного типа волноводов наблюдается временная нестабильность показателя преломления, увеличение потерь (до 1,5 дБ/см) и уменьшение электрооптических коэффициентов [11, 19].

При стыковке волновода с оптическим волокном большая разность показателей преломления волокна и полоскового волновода приводит к обратным отражениям. Для уменьшения потерь на стыке оптическое волокно-волновод применяется отжиг протонно-обменного (ОПО) световода [11–12, 18–19].

Глубину эффективно-обменного слоя можно вычислить по следующему закону [2]: $d = 2\sqrt{D_{PE}t}$, где D_{PE} – коэффициент диффузии, t – время протонно-обменной диффузии. Ширина канала предполагается равной ширине открытой части маски при протонном обмене. В результате отжига протоны перераспределяются внутри подложки в условиях нормальной атмосферы при температуре порядка 300°C. Отжиг восстанавливает электрооптические коэффициенты и уменьшает оптические деформации и потери. Хорошо подобранные параметры отожженного протонного обмена существенно влияют на получение высококачественных волноводов. Отжиг позволяет получить вместо неструктурированной β -фазы кристаллическую α -фазу с хорошими электрооптическими свойствами [11].

Распределение необыкновенного показателя преломления (х-срез) для отожженных протонно-обменных волноводов при линейной зависимости между изменением показателя преломления и концентрацией ионов водорода может быть вычислено по формуле [2]:

$$n_x(C) = n_{sx} + \Delta n_x(C),$$

где n_{sx} – необыкновенный показатель преломления подложки LiNbO_3 , C – нормированная концентрация протонов водорода, $\Delta n_x(C)$ – показатель преломления, изменяющийся от концентрации [2] по закону

$$\Delta n_x(C) = \Delta n_x^{PE} [1 - \exp(-\sigma C)],$$

Δn_x^{PE} – максимальный показатель преломления, полученный в результате ПО, $0 \leq C \leq 1$ и $\sigma = 11$. Если принять максимальную концентрацию $C_{\max}^H = 0,16$, то $\Delta n_x(C) = 0,05C$.

Зависимость показателя преломления от длины волны (дисперсия) для отожженного ПО, вычисленная по методу конечных элементов [2], имеет вид

$$n_x(\lambda) = n_{sx} + \Delta n_x(C) \left(0,78912 + \frac{0,06293}{\lambda^2 - 0,07852} + 0,048\lambda^2 \right).$$

Обычно отжиг протонно-обменного световода проводят при температуре от 350 до 400°C в течение от 1 до 5 часов. В результате отжига протонно-обменного световода профиль показателя преломления из ступенчатого становится более плавным, увеличивается временная стабильность показателя преломления, уменьшаются потери до 0,5 дБ/см [11, 19].

При использовании чистой бензойной кислоты при температуре 175°C и времени диффузии 20 мин получается протонно-обменный волновод глубиной 0,25 мкм для х-среза. При отжиге полученного волновода глубиной 0,25 мкм и шириной 4,1 мкм при 360°C в течение 30 мин размеры моды вдоль осей X и Z получаются равными 1,9 и 5,1 мкм соответственно при длине волны 807 нм [12, 19].

При проведении ПО из бензойной кислоты при $T = 190^\circ\text{C}$ (коэффициент диффузии для х-среза $D_{PE} = 0,09188$ мкм²/ч, ширина маски 6 мкм) эффективная глубина канала будет 0,3 мкм. Для отжига требуется температура порядка 360°C, коэффициент диффузии при этом будет $D_a = 0,92$ мкм²/ч для х-среза [2].

Для получения пластин без нарушенного поверхностного слоя существует технология химико-механической обработки пластин, включающая в себя несколько стадий – шлифовку, двухстадийную химическую обработку, химико-механическую полировку. Сочетание таких методов дает в результате поверхность пластин ниобата лития, свободную от микротрещин, заполированного аморфного слоя, скрытых царапин. При такой обработке все диффузионные процессы имеют кинетику, характерную для монокристаллов ниобата лития, не зависящую от образца к образцу.

Для изготовления интегрально-оптических схем, в которых необходимо выделение поляризации, используется как раз технология ПО. Благодаря физическим механизмам протонного обмена в кристалле формируется волноводный канал, поддерживающий распространение только необыкновенной линейной поляризации (направленной вдоль оптической оси кристалла), поскольку только для данной поляризации происходит увеличение показателя преломления. Для другой, перпендикулярной составляющей поляризации, показатель преломления наоборот уменьшается, что приводит к ее утечке из волноводного канала. Для протонно-обменных волноводов характерно высокое значение коэффициента инстинкции. Однако из-за большого изменения необыкновенного показателя преломления (~0,02) данные волноводы имеют большую числовую апертуру $NA \sim 0,3$, что более чем в два раза превышает апертуру стандартного одномодового волокна и усложняет ввод/вывод излучения из волокна в интегрально-

оптическую схему [20]. Поэтому для эффективного использования интегрально-оптических схем, изготовленных по технологии протонного обмена, они должны быть использованы со специальным оптическим волокном, имеющим большую числовую апертуру.

Из проведенного анализа видно, что технология ПО обладает важнейшими достоинствами и преимуществами перед методом диффузии Ti в ниобат, такими как проведение процессов при низких температурах, низкая стоимость и доступность технологического оборудования, простота технологических операций [11–13, 18–19, 23, 29–30]. Однако протонообменные световоды характеризуются сложным структурно-фазовым многообразием. При формировании α -фазных волноводов традиционным методом ПО с последующим отжигом в слое первичного протонного замещения из-за протекающих в процессе отжига многочисленных фазовых переходов формируются различные дефекты, вызывающие дополнительное светорассеяние [11–12, 18–19]. В связи с этим актуальным является разработка методов формирования протонообменных волноводов, имеющих улучшенную структуру поверхности, меньшее светорассеяние и более высокий показатель преломления в волноводной области. Но на сегодняшний день более производительной и отработанной остается все-таки технология диффузии титана.

2. Многофункциональная интегрально-оптическая схема

Разработка топологического рисунка МИОС определяется потребностями будущего применения прибора. Наиболее востребованным сегодня является интегрально-оптический фазовый модулятор, объединенный на одном кристалле с другими функциональными элементами, входящими в состав волоконно-оптического интерферометра [20]. В соответствии с принципом работы интерферометрического ВОГ с замкнутой петлей обратной связи МИОС должна выполнять следующие базовые функции [1]:

1. обеспечивать ввод оптического излучения из одномодового оптического волокна;
2. обеспечивать выделение заданной линейной поляризации входного оптического излучения и подавление нежелательной второй поляризации;
3. обеспечивать деление входного излучения на два независимых канала;
4. осуществлять независимую фазовую модуляцию отдельных каналов;
5. обеспечивать вывод промодулированного излучения в оптическое волокно с сохранением поляризации.

Таким образом, внутри МИОС можно выделить несколько базовых элементов, выполняющих различные функции: поляризатор, оптический разветвитель, двухканальный электрооптический модулятор. Кроме того, в качестве отдельного узла можно выделить области стыковки интегрально-оптической схемы с оптическим волокном.

Сопоставим технологии ПО и диффузии титана с точки зрения создания отдельных элементов такой МИОС.

2.1. Элементы МИОС, изготовленные по технологии термической диффузии титана

Оптические волноводные структуры на основе кристаллов LiNbO_3 по технологии термодиффузии тонких пленок титана дают оптические потери меньше 1 дБ/см.

Основные этапы изготовления оптической волноводной структуры – следующие.

- Подготовка кристаллической подложки: определение ориентации монокристалла LiNbO_3 , вырезка образца в заданной кристаллографической ориентации, осуществление глубокой полировки поверхности образца, на которой будет создаваться волновод.
- Разработка и изготовление фотошаблонов для канального волновода и для управляющих электродов. Фотошаблоны используются на технологических этапах с применением фотолитографии.

- Изготовление фотолитографической маски заданной ширины (8 мкм) для напыления полоски титана на полированную поверхность образца.
- Напыление слоя титана толщиной 100 нм.
- Вымывание фоторезиста, в результате чего на поверхности образца остается полоска титана шириной 8 мкм.
- Проведение термической диффузии титана. Условия диффузии – 1000°C на воздухе в течение 20 часов. В результате диффузии у поверхности образца образуется канал с повышенным показателем преломления, который используется в качестве оптического волновода. Поперечное сечение канала составляет 10 мкм в ширину и 3 мкм в глубину, что обеспечивает одномодовый режим, т.е. распространение одной фундаментальной моды.
- Полировка торцевых поверхностей для ввода оптического излучения в волноводную структуру.

Шагами, наиболее критически влияющими на качество изготавливаемых оптических волноводов, являются полировка поверхности кристаллической подложки, точность толщины и равномерность напыления тонких металлических пленок, подбор режима термодиффузии.

Изготовленные по приведенной выше технологии волноводные структуры имеют очень высокое оптическое качество и очень низкий уровень внутренних оптических потерь (< 1 дБ на длине волны 1550 нм). Исследования профиля поперечного сечения волновода в видимом свете (670 нм) и модового состава распространяющегося светового излучения в диапазоне длин волн ВОЛС (1550 нм) подтверждают, что изготовленный оптический волновод имеет профиль поперечного сечения 10×3 мкм и обеспечивает одномодовый режим на длинах волн в диапазоне 1500–1600 нм.

При изготовлении МИОС методом термической диффузии титана необходимо также изготовить *тонкопленочный поляризатор*. Для этой цели на поверхность канального волновода наносится тонкая пленка металла, что кардинально изменяет граничные условия распространения света по волноводному каналу. При правильном подборе комплексного показателя преломления металла можно добиться условий, когда ТМ-мода с поляризацией, перпендикулярной металлической пленке, вытекает из волновода [20].

Для нанесения металлических пленок обычно используется технология магнетронного напыления. На образец напыляется металлическая пленка (обычно это титан или алюминий толщиной 100 нм), которая поэтапно стравливалась. Таким образом, создается возможность определить коэффициент выделения поляризации, отнесенный к единице длины пленки. Для контроля входной поляризации используют волоконно-оптический поляризационный контроллер. Металлический поляризатор имеет потери на единицу длины $0,07$ дБ \times мм $^{-1}$. При больших размерах поляризатор на основе однокомпонентной пленки алюминия имеет более высокое отношение коэффициента выделения к потерям. Требования по коэффициенту выделения поляризации, предъявляемые к МИОС, составляют более 40 дБ, что требует поляризатор длиной более 10 мм для чистого алюминия.

Для деления входного излучения на два канала в интегрально-оптической схеме используется *разветвитель*. Для титан-диффузионной технологии чаще всего используется конфигурации X-ветвителя [10, 21]. Для получения максимальной однородности коэффициента деления интенсивности между каналами во всем спектральном диапазоне работы схемы расстояние между связными волноводами в ветвителе должно быть минимально, оно ограничивается снизу разрешением литографических операций. Однако X-ветвитель более сильную зависимость от длины волны, а, следовательно, предъявляет более высокие требования к изготовлению фотолитографического шаблона [1, 20]. Поскольку коэффициент деления сильно зависит от технологии изготовления оп-

тических волноводов, геометрические параметры ЗДБ ветвителя не могут быть определены только на основании теоретических расчетов. Коэффициент деления ветвителя зависит от длины взаимодействия. Оптимальная длина взаимодействия при изготовлении ЗДБ ветвителей по технологии термической диффузии титана составляет 0,83 мм при радиусе кривизны расходящихся волноводных каналов 100 мм [21, 22].

Одними из главных элементов многофункциональной интегрально-оптической схемы является *фазовый электрооптический модулятор*, принцип работы которого основан на электрооптических свойствах LiNbO_3 . В линейном электрооптическом эффекте присутствие электрического поля индуцирует изменение показателя преломления материала и впоследствии изменяет скорость распространения излучения. Тонкопленочные металлические электроды наносятся на поверхность подложки и используются для подвода модулирующего электрического сигнала к оптическому кристаллу [1, 20]. В простейшем варианте пара электродов расположена по обе стороны от канального волновода (рис. 2). Функция преобразования модулятора имеет вид [20]:

$$\Delta\Phi = \pi \frac{V}{V_\pi},$$

где $\Delta\Phi$ – изменение фазы, V – напряжение на электродах, V_π – полуволновое напряжение (напряжение, требуемое для изменения фазы на π).

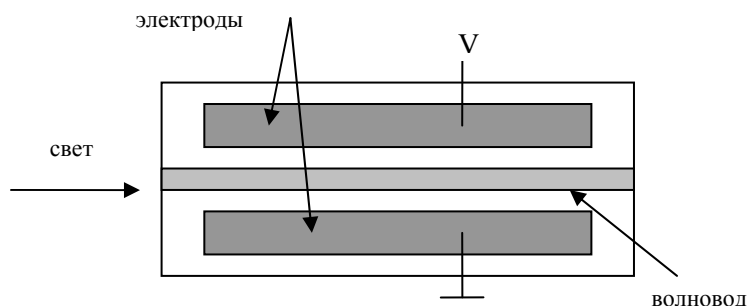


Рис. 2. Интегрально-оптический фазовый модулятор

Для осуществления эффективной фазовой модуляции необходимо, чтобы в процессе изготовления оптических волноводов не происходило деградации электрооптических характеристик ниобата лития, вызванных возникновением различных дефектов [3, 4]. Используя величины эффективных электрооптических коэффициентов для двух собственных поляризаций и зная точную ориентацию главных кристаллографических осей, можно определить $r_{33} \sim 31 \times 10^{-12}$ м/В и $r_{13} \sim 9 \times 10^{-12}$ м/В. Отсюда видно, что при изготовлении волноводов не происходит деградации электрооптических свойств. Таким образом, для изготовления требуемой конфигурации МИОС можно использовать подложки длиной 50 мм х-среза, который позволяет использовать максимальный электрооптический коэффициент r_{33} [1].

Многофункциональная интегрально-оптическая схема, выполненная по технологии диффузии титана, имеет вид четырехполюсника (рис. 3). Особенностью данной схемы является использование X-ветвителя, точность изготовления шаблона составляет 0.5 мкм. Схема имеет два равноценных входа, входное волокно пристыковывается к одному из входов, другой вход является резервным. На входе и выходе интегрально-оптической схемы каналные волноводы подходят к краю подложки под углом ~ 7 град, что позволяет свести к минимуму обратные отражения от областей стыковки с оптическим волокном. На входе ветвителя специально выделяется область длиной 10 мм для напыления тонкопленочного поляризатора. Область двухканального электрооптического модулятора, в которой формируется система электродов, имеет длину 30 мм, что должно обеспечивать полуволновое напряжение менее 10 В [21].

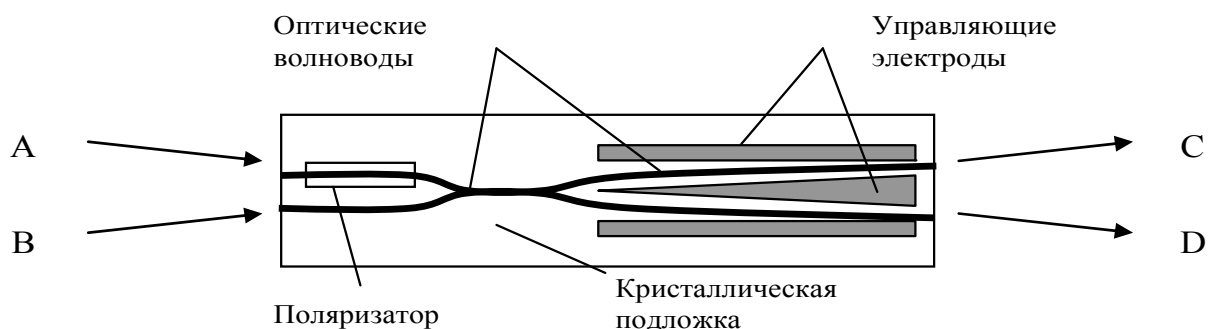


Рис. 3. Структурный вид МИОС по технологии диффузии титана

2.2. Элементы МИОС, изготовленные по технологии протонного обмена

В отличие от технологии термической диффузии титана, технология протонного обмена является низкотемпературной.

Основные этапы изготовления оптической волноводной структуры методом ПО – следующие.

- Изготовление фотолитографического шаблона с заданной топологией.
- Формирование на поверхности подложки фотолитографической маски (материалы титан, алюминий, оксид кремния) с помощью стандартных методов фотолитографии.
- Напыление тонкой пленки металлического алюминия (50–100 нм) на поверхность подложки и формирование алюминиевой маски после удаления фоторезиста. В результате получают незапыленные полосы шириной 5, 6, 8 и 10 мкм.
- Проведение протонного обмена в расплаве чистой бензойной кислоты через сформированную алюминиевую маску (ПО в течение 8 часов при 350°C с предварительным плавлением компонентов смеси стеариновой кислоты и стеарата лития ($\rho=0,75\%$) в течение 1 часа при 350°C).
- Удаление алюминиевой маски с поверхности подложки методами «мокрого» химического травления.
- Отжиг сформированного канального волновода (при температуре 400°C в течение 3 часов) для снижения оптической неоднородности и уменьшения сильного рассеяния.
- Полировка торцевых поверхностей для ввода оптического излучения в волноводную структуру.

Шагами, наиболее критически влияющими на качество изготавливаемых оптических волноводов, являются температура и время протонного обмена, температура и время последующего отжига.

Если из технологического процесса исключить этап отжига, то наименьшие оптические потери на длине волны 1550 нм наблюдаются для канальных волноводов с шириной канала 10 мкм и составляют ~ 15 дБ. Данная величина не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к многофункциональной интегрально-оптической схеме [29]. Использование технологии низкотемпературного протонного обмена с последующим отжигом позволяет сохранять электрооптические характеристики подложки и имеет несколько степеней свободы для управления технологическим процессом: это концентрация расплава бензойной кислоты, служащей источником протонов; температура расплава; время проведения протонного обмена; температура и время последующего отжига. В результате можно получить на подложках LiNbO_3 канальных волноводов с оптическими потерями меньше 0,5 дБ/см [11].

Четкое соблюдение именно этих критических параметров технологического процесса позволяет получать достоверные воспроизводимые результаты при изготовлении волноводных структур с малыми внутренними оптическими потерями и максимально согласованные со стандартным оптическим волокном SMF-28. Около 20% энергии теряется за счет отражения от торцов волновода. Кроме того, потери при вводе излучения из волокна с сохранением поляризации в 3,5 раза превышают потери для ввода из стандартного телекоммуникационного волокна, что связано с худшим согласованием мод.

Одной из наиболее важной характеристик возможности использования протонно-обменных волноводов для создания интегрально-оптических *модуляторов* является эффективный электрооптический коэффициент. Измерение эффективного электрооптического коэффициента волновода позволяет определить пригодность волновода для реализации схемы фазового модулятора и оценить полуволновое напряжение для определенной конфигурации электродов. Для 8 мкм и 6 мкм протонно-обменных волноводов величина эффективного электрооптического коэффициента составляет около 28 пм/В. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии или незначительной деградации эффективного электрооптического коэффициента в волноводах по сравнению с объёмным кристаллом (32 пм/В).

Для деления входного излучения на два канала в интегрально-оптической схеме используется *разветвитель*. На сегодняшний день чаще всего в МИОС, выполненных по технологии ПО, используются ветвители Y-типа [12, 23]. Однако Y-ветвитель имеет большие внутренние потери, так как коэффициент деления таких ветвителей зависит от симметрии волноводов. С уменьшением угла расхождения двух плеч ветвителя резко уменьшаются вносимые элементом потери.

Исследования оптических характеристик волноводов, изготовленных по технологии протонного обмена, показали, что данная технология может быть использована для изготовления многофункциональной интегрально-оптической схемы. Такая МИОС имеет вид трехполюсника (рис. 4).

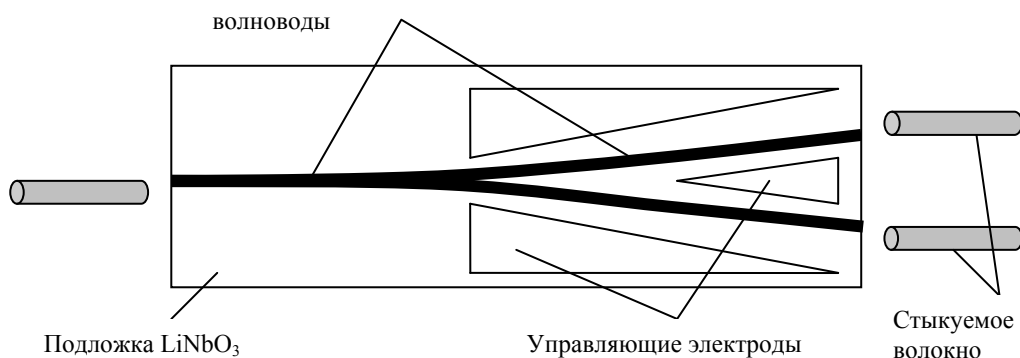


Рис. 4. Структурный вид МИОС, выполненной по технологии ОПО

При изготовлении МИОЭ на подложках LiNbO₃ по технологии ПО очень важным преимуществом волноводов является увеличение показателя преломления необыкновенного луча [30]. В результате в таких волноводах распространяются только моды одной поляризации. Поэтому нет необходимости использовать в ВОГ поляризатор, который является источником дополнительных потерь. Коэффициент поляризационной экстинкции для света прошедшего МИОЭ достигает экстремально высоких значений – более 60 дБ. Такая высокая степень поляризации автоматически дает принципиальную возможность для достижения более высокой точности у ВОГ [1].

Заключение

В ходе данной работы проведен анализ основных технологий изготовления канальных волноводов на подложке ниобата лития х-среза. Автором отдается предпочтение технологии протонного обмена для получения волноводов наилучшего качества с высокими электрооптическими свойствами. Однако данная технология на сегодняшний день сопряжена с рядом практических трудностей реализации. В связи с этим актуальным является разработка методов формирования протонообменных волноводов, имеющих улучшенную структуру поверхности, меньшее светорассеяние и более высокий показатель преломления в волноводной области. Хотя в настоящее время более производительной и отработанной остается технология диффузии титана.

Из сравнения технологий получения полосковых волноводов сделаны выводы о наилучшей конфигурации МИОС для ВОГ в зависимости от метода формирования световода на подложке. Выявлены и оптимизированы основные технологические этапы изготовления требуемой топологии МИОС для ВОГ. Очевидными являются преимущества МИОС, изготовленной по технологии ПО, так как в данной конфигурации исключается элемент, выполняющий функцию поляризатора, что уменьшает собственные потери МИОС, а, следовательно, увеличивает точность ВОГ.

Литература

1. Lefèvre H. The Fiber–Optic Gyros. – Artech House: 1993. – 313 p.
2. Franco M. A. R., Passaro A. Finite Element Analysis of Anisotropic Optical Waveguide with Arbitrary Index Profile // IEEE Transactions on Magnetics. – 1999. – Vol. 35. – № 3. – P. 1546–1549.
3. Binh L.N. Lithium niobate optical modulators: Devices and applications // J. of Crystal Growth. – 2006. – Vol. 288. – P. 180–187.
4. McMeekin S., De La Rue R.M., Johnstone W. The transverse electrooptic modulator (TEOM): fabrication, properties, and applications in the assessment of waveguide electrooptic characteristics // IEEE J. of Lightwave Technology. – 1992. – Vol. 10. – № 2. – P. 162–168.
5. Kondo J., Aoki K., Kondo A., Ejiri T. High-Speed and Low-Driving-Voltage Thin-Sheet X-Cut LiNbO₃ Modulator With Laminated Low-Dielectric-Constant Adhesive // IEEE Photonics Technology Letters. – 2005. – Vol. 17. – № 10. – P. 2077–2079.
6. Gorman T., Haxha S. Thin Layer Design of X-Cut Lithium Niobate Electrooptic Modulator With Slotted SiO₂ Substrate // IEEE Photonics Technology Letters. – 2008. – Vol. 20. – № 2. – P. 111–113.
7. Wang T.-J., Chung J.-S. Electrooptically Wavelength-Tunable Polarization Converter Utilizing Strain-Optic Effect on X-Cut LiNbO₃ // IEEE Photonics Technology Letters. – 2004. – Vol. 16. – № 10. – P. 2275–2277.
8. Aoki K., Kondo J., Kondo A., Mori T. High-Performance Optical Modulator With a Wide Center Electrode and Thin X-Cut LiNbO₃ Substrate // IEEE Photonics Technology Letters. – 2004. – Vol. 16. – № 12. – P. 2610–2612.
9. Aoki K., Kondo J., Kondo A., Mori T. 40-Gbs X-Cut LiNbO₃ Optical Modulator With Two-Step Back-Slot Structure // IEEE Photonics Technology Letters. – 2002. – Vol. 20. – № 12. – P. 2110–2114.
10. Franco M.A.R., Passaro A., Neto F.S. Modal Analysis of Anisotropic Diffused-Channel Waveguide by a Scalar Finite Element Method // IEEE Transactions on Magnetics. – 1998. – Vol. 34. – № 5. – P. 2783–2786.
11. Korkishko Y.N., Fedorov V.A., Feoktistova O.Y. High-temperature proton-exchange as an efficient method for fabrication of low-loss LiNbO₃ waveguides // SPIE. – 2000. – Vol. 3936. – P. 147–154.

12. Charczenko W., Januar I., Mickelson A.R. Modeling of proton-exchanged and annealed channel waveguides and directional couplers // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol. 73. – № 7. – P. 3139–3148.
13. Armenise M.N. Fabrication techniques of lithium niobate waveguides // *IEE Proceedings.* – 1988. – Vol. 135. – № 2. – P. 85–91.
14. Gheorma I.-L., Savi P., Osgood R. M. Thin Layer Design of X-Cut LiNbO₃ Modulators // *IEEE Phototics Technology Letters.* – 2000. – Vol. 12. – № 12. – P. 1618-1620.
15. Fouchet S., Carenco A., Daguet C. Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO₃ as a function of diffusion parameters // *J. of Lightwave Technology.* – 1987. – Vol. LT-5. – № 5. – P. 700–707.
16. Korotky S.K., Minford W.J., Buhl L.L. Mode size and method for estimating the propagation constant of single-mode TiLiNbO₃ strip waveguides // *IEEE J. of Quantum Electronics.* – 1982. – Vol. QE-18. – № 10. – P. 1796–1801.
17. Zhang De-L., Zhuang Yu-R., Hua P.-R., Pun E.Y.B. Simulation of Ti diffusion into LiNbO₃ in Li-rich atmosphere // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101– № 013101. – P. 1–11.
18. Salacova L., Spirkova J., Ondracek F. Study of anomalous behaviour of LiTaO₃ during the annealed proton exchange process of optical waveguide's formation – comparison with LiNbO₃ // *Optical Materials.* – 2007. – Vol. 29. – P. 913–918.
19. Nekvindova P., Spikova J., Cervena J., Budnar M. Annealed proton exchanged optical waveguides in lithium niobate: differences between the X- and Z-cuts // *Optical Materials.* – 2002. – Vol. 19. – P. 245–253.
20. Тамир Т. Волноводная оптоэлектроника. – М: Мир, 1996. – 574 с.
21. Chakraborty R., Biswas J.C., Lahiri S.K. Analysis of directional coupler electro-optic switches using effective-index-based matrix method // *Optics Communications.* – 2003. – 219. – P. 157–163.
22. Franco M.A.R., Passaro A., Nancy M. A Design Study of a TiLiNbO₃ Traveling-Wave Electrooptic Modulator by the Finite Element Method // *SBMO/IEEE Proceedings.* – 1999. – P. 158–162.
23. Xie X., Saida T., Huang J., Fejer M.M. Shape optimization of asymmetric Y-junction for mode multiplexing in proton-exchange lithium niobate waveguides // *SPIE.* – 2005. – Vol. 5728. – P. 360–365.
24. McCaughan L., Murphy E.J. Influence of temperature and initial titanium dimensions on fiber-TiLiNbO₃ waveguide insertion loss at $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ // *IEEE J. of Quantum Electronics.* – 1983. – Vol. QE-19. – № 2. – P. 131–135.
25. Popescu V.A. Determination of propagation constants in a TiLiNbO₃ optical waveguide by using finite element and variational methods // *Optical Communications.* – 2005. – 250. – P. 274–279.
26. Franco M.A.R., Vasconcellos L.C., Machado J.M. Coupling efficiency between optical fiber and TiLiNbO₃ channel waveguide // *Telecommunications.* – 2004. – Vol. 07. – № 01. – P. 54–59.
27. Rahman B.M.A., Davies J.B. Finite-Element Solution of Integrated Optical Waveguides // *J. of lightwave technology.* – 1984. – Vol. LT-2. – № 5. – P. 682–687.
28. Gorman T., Haxha S. Design Optimization of Z-Cut Lithium Niobate Electrooptic Modulator With Profiled Metal Electrodes and Waveguides // *IEEE J. of Lightwave Technology.* – 2007. – Vol. 25. – № 12. – P. 3722–3729.
29. Pun E.Y.B., Loi K.K., Zhao S.A., Chung P.S. Experimental studies of proton-exchanged lithium niobate waveguides using cinnamic acid // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol. 59. – № 6. – P. 662–664.
30. Ramponi R., Marangoni M., Osellame R. Wavelength dependence of the ordinary and extraordinary index change in LiNbO₃ proton-exchange waveguides // *SPIE.* – 2002. – Vol. 4640. – P. 1–8.

ПЛЕНКА ZNO ДЛЯ БОЛЬШЕЭКРАННЫХ ДИСПЛЕЕВ

К.А. Огурцов, И.В. Фомин, В.В. Бахметьев, А.А. Ерузин (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))
Научный руководитель – к.х.н., доцент М.М. Сычев (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

В статье говорится об изготовлении пленочного покрытия ZnO для применения в больших дисплеях. Пленки имеют хороший коэффициент пропускания света и высокую проводимость, устойчивую в течение долгого времени и при увеличении температуры.

Введение

Благодаря развитию современных дисплеев и устройств оптоэлектроники необходимо развивать технологию изготовления для большой области прозрачных проводящих оксидных (ППО) пленок. Оксид цинка – один из перспективных материалов для таких покрытий [1]. Об изготовлении проводящих пленок ZnO сообщалось ранее, используя химическое осаждение из паровой (газовой) фазы, окисление металлических цинковых пленок, магнетронное распыление и т.д. [2–4]. В этом докладе мы сообщаем об электродуговом осаждении большой области пленочного покрытия ZnO для применения в дисплеях.

Эксперимент

Пленки ZnO были нанесены на стеклянную подложку, используя установку дугового разряда «Булат ННВ-6.6И1», ее схема показана на рис. 1. Коэффициент пропускания готовых пленок был измерен спектрофотометром SF-46. Сопротивление было измерено при помощи мультиметра Master Professional M-890G+. Используя готовые пленки, были изготовлены порошковые электролюминесцентные устройства переменного тока (АСРЕL), и их яркость была измерена радиометром IL 1700.

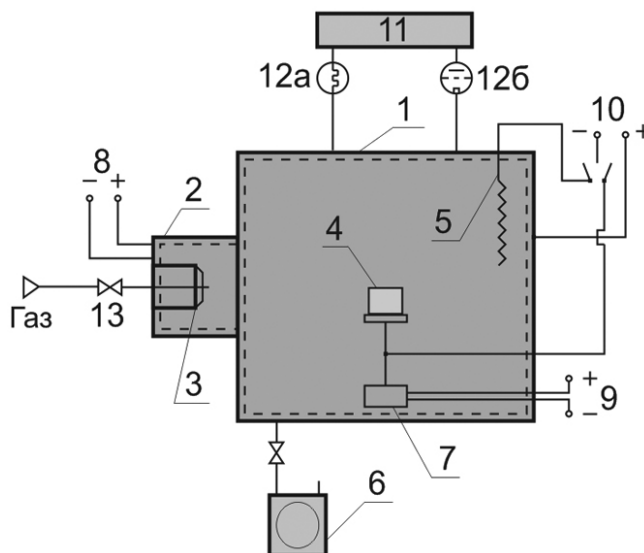


Рис. 1. Схема аппарата «Булат ННВ-6.6И1»: 1 – вакуумная камера; 2 – испаритель; 3 – полный катод; 4 – подложка; 5 – спиральный катод; 6 – вакуумная система; 7 – поворотное устройство; 8 – источник питания испарителя; 9 – источник питания; 10 – источник высокого напряжения; 11 – вакуумметр; 12а – термопара; 12б – ионизационный манометр; 13 – игольчатый клапан

Результаты и их обсуждение

Готовые пленки с толщиной вплоть до 1,2 мкм имеют хороший коэффициент пропускания света в видимой области спектров, см. рис. 2.

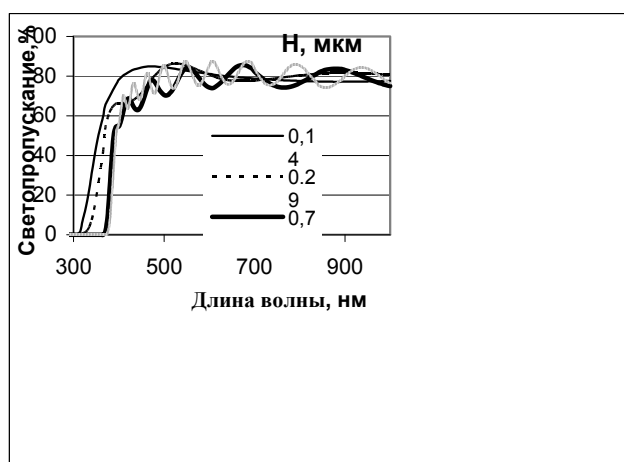


Рис. 2 Коэффициент пропускания света стекла с покрытием ZnO

В то же время край полосы поглощения для образцов стекол с покрытием ZnO сдвигается от 300 нм для непокрытого стекла до 370 нм для стекла, покрытого 1,2 мкм пленкой оксида цинка (рис. 3). Поэтому пленки могут использоваться как ограничивающие фильтры в УФ-области с критической длиной волны, регулируемой толщиной пленки. Но в диапазоне 400–800 нм коэффициент пропускания света приблизительно 80%, что является достаточным для применения в дисплеях.

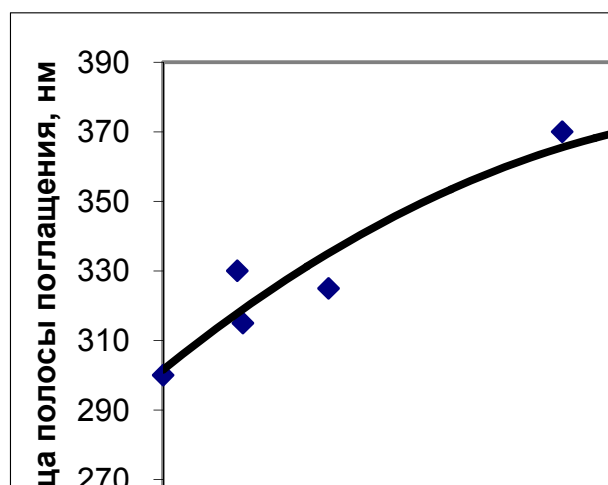


Рис. 3. Граница полосы поглощения в зависимости от толщины пленки ZnO

Сопротивление пленок уменьшается с 1 кОм для 140 нм пленок к 300 Ом и 100 Ом для пленок с толщиной 300 и 700 нм соответственно, рис. 4. Таким образом, удельная проводимость соответствует требованиям необходимым для изготовления индикаторных устройств.

В этом исследовании порошковые электролюминесцентные (ЭЛ) устройства были изготовлены с использованием стеклянных подложек, покрытых ZnO. ZnS:Cu порошок люминофора (E-515, Luminophor JSC) был смешан с полимерным раствором и гомогенизирован перемешиванием. Затем ЭЛ слои были отлиты на стеклянную подложку при

помощи фильеры и высушены. После этого защитный слой и слой Al электрода были изготовлены отливкой и вакуумным парообразованием соответственно. В результате была получена зависимость ЭЛ яркости относительно толщины слоя оксида цинка, рис. 5.

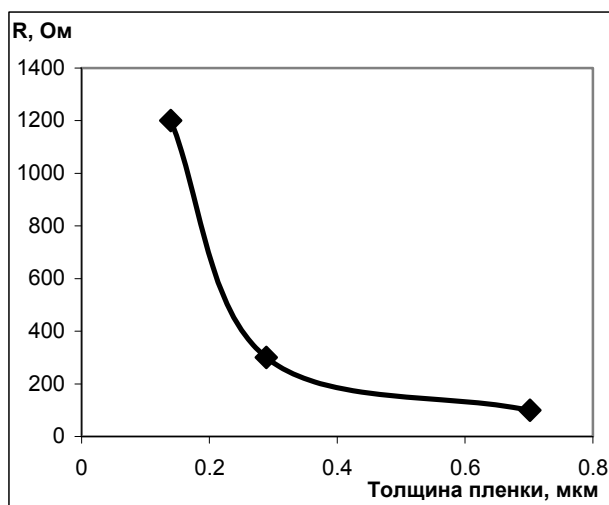


Рис. 4. Сопротивление стекол, покрытых ZnO, в зависимости от толщины пленки

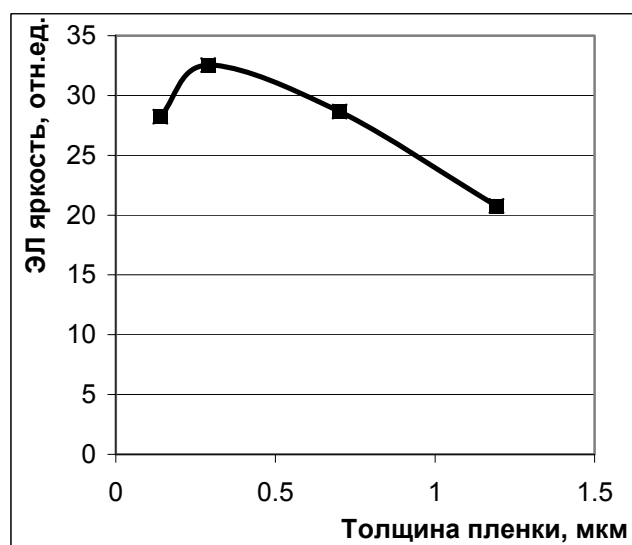


Рис. 5. Яркость электролюминесцентных устройств в зависимости от толщины слоя ZnO

Можно видеть, что весьма тонкие слои (приблизительно 300 нм) обеспечивают яркую электролюминесценцию. Более толстые пленки имеют лучшую удельную проводимость и не слишком низкий коэффициент пропускания света, но не имеют самовосстанавливающихся свойств, которые имеют более тонкие пленки. Пленки с толщиной приблизительно 300 нм могут излечить пробой и таким образом поддерживать высокую ЭЛ яркость. Удельная проводимость и оптические свойства разработанных пленок оксида цинка весьма устойчивы в течение долгого времени и при повышении температуры.

Заключение

Прозрачные проводящие пленки ZnO были нанесены на стеклянную подложку и использовались для изготовления электролюминесцентных устройств. Установлено,

что оптимальная толщина пленки – приблизительно 300 нм, и пленки имеют самовосстанавливающиеся свойства.

Пленки могут также использоваться как ограничивающие фильтры в УФ-области с критической длиной волны, регулируемой толщиной пленки.

Литература

1. T. Minami, T. Miyata and Y. Ohtani. New Techniques for Producing AZO Thin Films. Suitable for ITO Transparent Electrode Applications in LCDs. // SID 06 Digest. – 2006. – 470–473.
2. T.M. Barnes, S. Hand, J. Leaf, and C.A. Woldena. ZnO synthesis by high vacuum plasma-assisted chemical vapor deposition using dimethylzinc and atomic oxygen. // J. Vac. Sci. Technol. A – 2004. – 22 (5). – 2118–2125.
3. Ya.I. Alivova, A.V. Chernykha, M.V. Chukichevb, R.Y. Korotkovc. Thin polycrystalline zinc oxide films obtained by oxidation of metallic zinc films. // Thin Solid Films. – 2005. – 473. – 241–246.
4. M. Sanmyo, Y. Tomita, K. Kobayashi. Preparation of zinc oxide films containing Be and N atoms by radio frequency magnetron sputtering. // Thin Solid Films. – 2005. – 472. – 189–194.

АБЕРРАЦИИ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА АСФЕРИЧЕСКИХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВТОРОГО ПОРЯДКА

Ю.А. Комарова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Л.Н. Андреев

Рассмотрены коррекционные возможности в области Зейделя отражающих поверхностей второго порядка: параболы, гиперболы и эллипса. Из рассмотрения выражений коэффициентов aberrаций третьего порядка сформулирована теорема об aberrационных свойствах этих поверхностей.

Уравнения кривых второго порядка имеют вид [1, 2]

$$y^2 = 2r_0z - (1 - e^2)z^2, \quad (1)$$

где r_0 – радиус в вершине кривой, e – эксцентриситет кривой второго порядка. Для окружности $e^2=0$, для параболы $e^2=1$, для эллипса $0 < e^2 < 1$ и для гиперболы $e^2 > 1$.

Исходя из фокальных свойств кривых второго порядка [9], установлено, что оба фокуса являются сопряженными. Поэтому при расположении точки предмета в одном из фокусов отражающих поверхностей изображение находится в другом, и при этом гомоцентричность пучков лучей не нарушается, т.е. сферическая aberrация отсутствует. Ниже рассмотрены коэффициенты ($S_I \dots S_V$) и aberrации третьего порядка отражающих поверхностей второго порядка.

Коэффициенты aberrации третьего порядка, выраженные через параметры P, W, π [1], имеют вид:

$$\begin{aligned} S_I &= h(P + \Delta P); \\ S_{II} &= H(P + \Delta P) - IW; \\ S_{III} &= \frac{H^2}{h}(P + \Delta P) - 2I \frac{H}{h} W - I^2 \Phi; \\ S_{IV} &= \pi = \frac{\Delta}{r_0} = \Phi; \\ S_V &= \frac{H^3}{h^2}(P + \Delta P) - 3I \frac{H^2}{h^2} W - 2I^2 \frac{H}{h} \Phi, \end{aligned} \quad (2)$$

где h и H – высоты пересечения 1-го и 2-го параксиальных лучей с асферической по-

верхностью, $P = \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \Delta \alpha \frac{1}{n}$, $W = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \alpha \frac{1}{n}$, $\Phi = \frac{\alpha' - \alpha}{h}$, $\Delta P = -e^2 \frac{\Delta \alpha n^3}{\Delta n^2}$, e – эксцентриситет, $n = -n' = 1$. Для параболоида, раскрывая выражения для $\bar{P}, \bar{W}, \Delta \bar{P}$ при: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $h_1 = f' = 1$; $\beta_1 = 1$; $I = -1$, из (2) имеем

$$\begin{aligned} \bar{S}_I &= 0; \\ \bar{S}_{II} &= \bar{W} = 0,5; \\ \bar{S}_{III} &= -H - 1 = -\bar{s}_p - 1; \\ \bar{S}_{IV} &= 1; \\ \bar{S}_V &= \frac{3}{2} \bar{H}^2 + 2\bar{H} = \frac{3}{2} \bar{s}_p^2 + 2\bar{s}_p \end{aligned} \quad (3)$$

так как $\bar{P} = -0,25$, $\bar{W} = 0,50$, $\Delta \bar{P} = 0,25$, \bar{s}_p – приведенное положение входного зрачка относительно вершины поверхности (рис. 1).

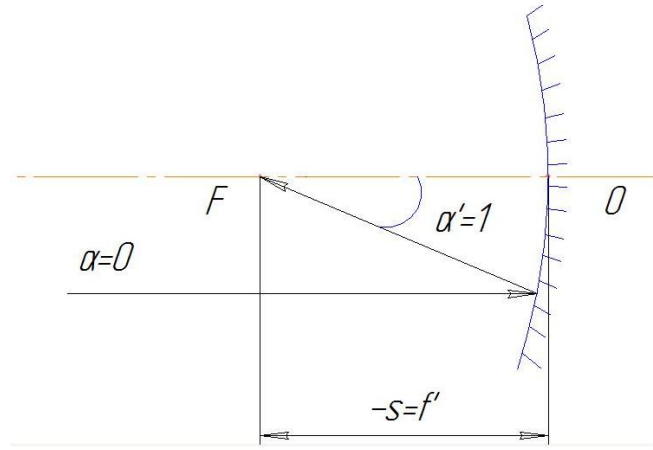


Рис. 1. Параболическая отражающая поверхность

Для эллиптической (рис. 2) и гиперболической (рис. 3) отражающих поверхностей уравнения (2) при

$$\alpha_1 = -\beta^x; h_1 = s\alpha = -s\beta^x; s = \frac{r_0}{1-e}; H = s_p; I = n_1\alpha_1 l = -(s_p - s) \frac{1-e}{1+e}$$

имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= s \frac{(1-e)}{(1+e)} \left[-\frac{2e^2}{(1+e)^3} + \frac{2e^2}{(1+e)^3} \right] = 0; \\ S_{II} &= -\frac{2(s_p - s)(1-e)e}{(1+e)^3}; \\ S_{III} &= \frac{4(s_p - s)s_p e}{s(1+e)^2} + \frac{2(s_p - s)^2(1-e)}{s(1+e)^2}; \\ S_{IV} &= \pi = -\frac{\Delta \frac{1}{n}}{r_0} = \Phi; \\ S_V &= -\frac{6e(s_p - s)s_p^2}{(1-e^2)s^2} + \frac{4(s_p - s)^2 s_p}{s^2(1+e^2)}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где s и s_p – расстояние от предмета и входного зрачка до вершины поверхности.

Из рассмотрения (2), (3), (4) и (5) и фокальных свойств кривых второго порядка вытекает следующая теорема.

У отражающих поверхностей второго порядка (парабоидальной, эллипсоидальной и гипербоидальной):

1. при расположении предмета в одном из фокусов сферическая aberrация исправлена ($S_I=0$), при этом гомоцентричность пучка лучей не нарушается;
2. при выполнении п. 1. кома третьего порядка (η) не зависит от положения входного зрачка (s_p);
3. при выполнении п. 1. астигматизм третьего порядка (S_{III}) зависит от положения входного зрачка (s_p) и при расположении предмета и входного зрачка в сопряженных фокусах F_1 и F_2 соответственно, он исправлен ($S_{III}=0$);
4. при выполнении п. 1. дисторсия третьего порядка зависит от положения входного зрачка (s_p) и при $s_p=0$ и $s_p = \frac{2r_0}{2+e}$ исправлена ($S_V=0$);

5. кривизна поверхности изображения, определяется (S_{IV}), не зависит от положения входного зрачка (s_p) и эксцентриситета (e), так как $S_{IV} = \Phi = \frac{r}{r_0}$.

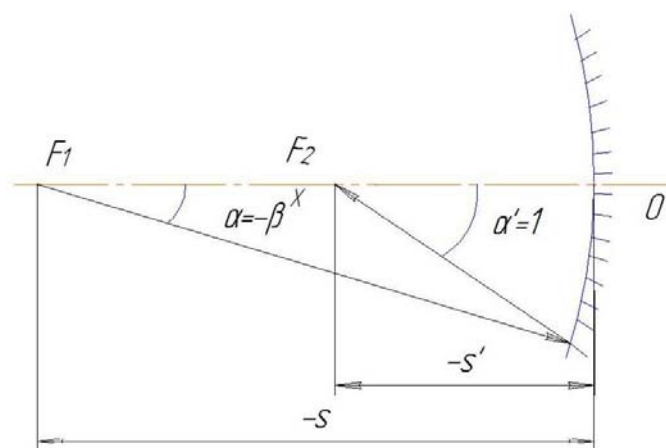


Рис. 2. Эллиптическая отражающая поверхность

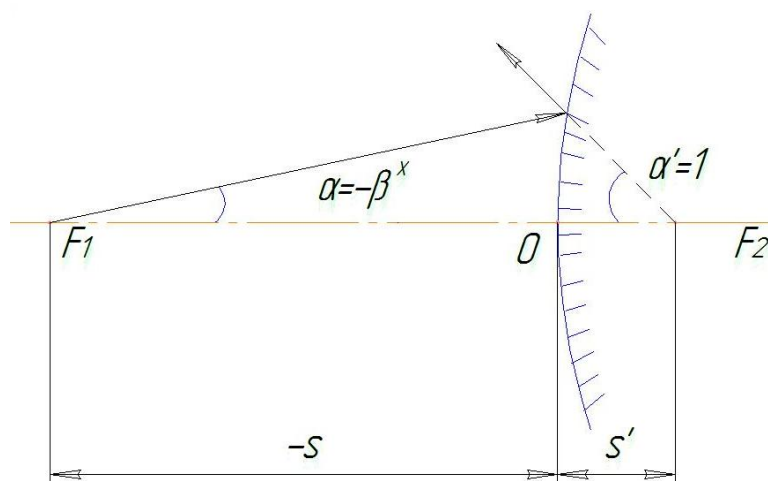


Рис. 3. Гиперболическая отражающая поверхность

Для эллипсоида и гиперболоида:

$$s = \frac{r_0}{1-e} \text{ или } s = \frac{r_0}{1+e}. \quad (5)$$

В заключение следует отметить, что приведенные результаты исследования коррекционных свойств отражающих асферических поверхностей второго порядка в области Зейделя могут быть полезны при проектировании зеркальных и зеркально-линзовых оптических систем.

Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1989. – 379 с.
2. Русинов М.М. Композиция оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1989. – 383 с.
3. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. – М: Недра, 1965. – 195 с.
4. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. – М.–Л.: Машиностроение. 1966. – 564 с.
5. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. – Л.: Машиностроение, 1976. – 432 с.
6. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2002. – 218с.

7. Зверев В.А., Точилина Т.В. Оплотехника проектирования оптических приборов. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2002. – 457с.
8. Андреев Л.Н. Прикладная теория aberrаций. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2002. – 96 с.
9. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1956. – 608 с.
10. Андреев Л.Н., Комарова Ю.А. Коррекция сферической aberrации в двухзеркальной концентрической оптической системе.// Изв. вузов. Приборостроение. – 2008. – Т.51. – №1.– С.71–74.
11. Андреев Л.Н., Голодкова И.О. Зеркально-линзовый светосильный объектив с плоским полем.// Изв. вузов. Приборостроение. – 2007. – Т.50.– №3. – С.59–61.

ОСОБЕННОСТИ КОНТРОЛЯ ОБЪЕКТИВА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР

И.Ю. Богданов, Е.В. Гаврилов

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.К. Кирилловский

Для обеспечения прогресса развития микроэлектроники и достижения минимального размера элемента микросхемы на уровне 10 нм необходимо разрабатывать средства контроля повышенной точности. Показано, что основной задачей, решение которой необходимо для обеспечения производства элементов проекционных объективов, является создание средств контроля, обеспечивающих корреляцию между контрольной и рабочей длиной волны в глубоком вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне. Описан интерферометр для исследования волновых aberrаций с дифракционной волной сравнения.

Введение

В последние годы наблюдается устойчивый интерес к проблеме создания оптических элементов с точностью формы поверхностей на уровне долей нанометра. При решении задач проекционной коротковолновой нанолитографии проблема усложняется тем, что, как правило, необходимо изготавливать асферические поверхности, у которых одновременно с высокой точностью формы необходима низкая, на уровне 0.1 нм, микрошероховатость поверхности. Традиционные методы обработки оптических поверхностей, как правило, не обеспечивают такой точности, поэтому в последнее время развиваются методы коррекции формы, использующие автоматизированные комплексы с ионным травлением или нанесением тонких пленок в вакууме с заданным распределением толщины пленок по поверхности [1]. При применении этих методов необходимо сохранение, а лучше и уменьшение микрошероховатости поверхности.

Коррекция формы – итерационный процесс, и на каждой стадии необходимо иметь оперативные и адекватные по точности методы измерений. В настоящее время такие точности обеспечивают интерферометры с дифракционной волной сравнения, в которых эталонная сферическая волна формируется в результате дифракции на точечном отверстии с диаметром, сравнимым с рабочей длиной волны. До недавнего времени существовало два способа формирования эталонной сферической волны. Первый, предложенный Линником в 1933 г., развитый в [2–5] и применяемый рядом групп исследователей [6–7], заключается в использовании отверстий малого диаметра (pin-hole) в металлической пленке, нанесенной на тонкую прозрачную подложку. Вторым способом использует дифракцию на выходе одномодового оптического волокна. Поскольку сферическая волна генерируется в пределах дифракционного пика, угловая ширина которого составляет λ/d (λ – длина волны, d – диаметр отверстия), первый метод должен позволять измерять оптические поверхности с большой числовой апертурой (при $d \approx \lambda$ числовая апертура $NA \approx 1$). Вторым методом из-за большого диаметра коры (сердечника) оптоволоконной (d ≈ 5 мкм) в принципе не позволяет измерять оптику с $NA > 0,1$. Однако метод Линника не позволяет изучать оптику с высокими числовыми апертурами ввиду невысокого качества получаемых интерферограмм и неоднозначности физических процессов, связанных с зависимостью условий формирования волны сравнения от aberrаций контролируемого элемента [5].

Корреляция результатов измерений между рабочей и контрольной длинами волн

Известно, что коэффициенты Цернике увеличиваются или уменьшаются для одной и той же оптической системы в зависимости от длины волны. В качестве примера можно рассмотреть модель интерферограммы, характеризующую волновой фронт, имеющий ошибку типа комы, равную 13,4 нм. В табл. 1 показано изменение формы интерферограммы для разных длин волн при одном и том же числе полос, оптимальном для расшифровки. Видно, что для волнового диапазона 193–633 нм порядок анализируемой ошибки практически

одинаков. Но для $\lambda_k = 0,633$ мкм ошибка превышает точность эталонов, применяемых в современных интерферометрических комплексах ZYGO, где, как известно, точность эталона составляет $\lambda/20$ для $\lambda_k = 0,633$ мкм, а интерферометров, изготовленных для работы на более коротких длинах волн, не существует.

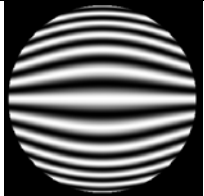
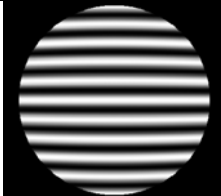
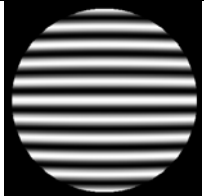
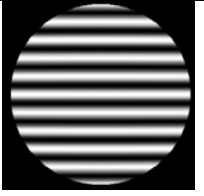
контрольная длина волны, λ	13,4 нм	193 нм	248 нм	633 нм
модель интерферограммы				
значение ошибки в волновой мере	$C_{31} = 1\lambda$	$C_{31} = 0,07\lambda$	$C_{31} = 0,05\lambda$	$C_{31} = 0,02\lambda$

Таблица 1. Моделирование формы интерферограммы для различных длин волн

В табл. 2 показаны коэффициенты разложения волновой aberrации объектива типа Шварцшильд экспериментального нанолитографа на рабочей длине волны $\lambda_p = 13,4$ нм для случая центрированной системы. При вычислении коэффициентов Цернике центральное экранирование не учитывалось, т.е. аппроксимация aberrаций была выполнена по полной апертуре.

C_{nm}	Координаты на изображении		
	край поля	$\frac{1}{2}$ часть поля	центральная часть поля
20	-0,028	0,013	0,026
40	0,000	0,001	0,001
60	-0,002	0,013	0,001
11	-0,001	0,002	–
31	0,003	0,002	–
51	-0,005	-0,002	–
22	0,285	0,072	–
42	0,008	0,002	–

Таблица 2. Разложение волновой aberrации объектива по коэффициентам Цернике для $\lambda = 13,4$ нм

Можно легко пересчитать коэффициенты с одной длины волны на другую и обнаружить, что в видимом диапазоне анализируемая ошибка намного меньше $0,01\lambda$ для $\lambda_k = 0,633$ мкм. Обоснование необходимости столь высокой точности контроля состоит в том, что аттестация элементов проекционных объективов для целей нанолитографии на сегодняшний день может вестись только в видимой или близлежащей к ней области спектра. Это связано с невозможностью осуществления контроля на рабочей длине волны $\lambda_p = 13,4$ нм ввиду полного отсутствия отражения от контролируемой детали без нанесения зеркального покрытия.

Таким образом, можно констатировать следующий факт: контроль элементов объективов должен проводиться в видимом диапазоне как наиболее обеспеченном техническими решениями приборов контроля, а аттестационный контроль – на рабочей

длине волны, после нанесения зеркального покрытия на основе Mo-Si, которое обеспечивает максимальный коэффициент отражения $R > 60\%$ для $\lambda_p = 13,4$ нм.

В связи с появлением направления развития проекционной литографии на длине волны 13.4 нм и разработкой тестовых стендов встала задача контроля соответствующих оптических элементов с нанометровой точностью. Для реализации такой точности группами исследователей проведены следующие работы [8–9]:

1. разработка источника эталонной сферической волны, обеспечивающего измерение оптических поверхностей в числовой апертуре $NA > 0,3$,
2. теоретическое изучение проблемы дифракции света на отверстиях диаметром порядка длины волны в непрозрачном экране с целью выяснить влияние реальных характеристик экрана и отверстия в нем на амплитудные и фазовые характеристики дифрагированного фронта,
3. изучение различных схем построения интерферометра с дифракционной волной сравнения.

Базовые схемы PDI-интерферометра

Существует два основных варианта схемы дифракционного интерферометра. Первый – дифрагирующее отверстие расположено на одной оси с падающим пучком, один из вариантов такой схемы представлен на рис. 1. В качестве источника сферической волны могут применяться диафрагма с дифракционным отверстием и зонды. Основной недостаток здесь связан с тем, что используемое волокно дает мало света, и работа ведется практически на уровне шумов матрицы. Кроме того, рабочая апертура такой схемы не превышает $NA = 0,24$, что недостаточно для решения существующих задач.

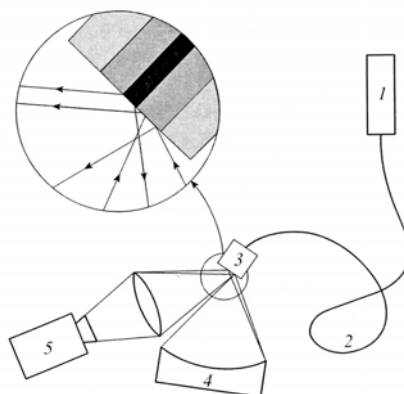


Рис. 1. 1 – He-Ne – лазер, 2 – одномодовое волокно, 3 – источник сферической волны (пластина с дифракционным отверстием), 4 – исследуемый образец, 5 – система регистрации интерференционной картины

Другой вариант схемы представлен на рис. 2. Здесь в качестве источника сферической волны используется диафрагма, повернутая под углом 45° к падающему пучку. Главное достоинство этой схемы – высокая рабочая апертура, которая при прочих равных условиях в два раза выше по сравнению с существующими схемными решениями PDI-интерферометров. Однако в процессе работы с этой схемой был выявлен основной недостаток, связанный с «паразитным» рассеянием излучения на боковой поверхности отверстия, причем этот эффект усиливается с уменьшением диаметра отверстия и увеличением толщины покрытия.

Диаметр отверстия, генерирующего эталонный волновой фронт, рассчитывается как

$$d = \lambda_k^2 / NA, \quad (1)$$

где λ_k – контрольная длина волны, NA – апертура фокусирующего объектива. Отклонение от сферичности волнового фронта, выходящего из отверстия, определяется по формуле, полученной с учетом теории Дебая и справедливой на расстояниях от диафрагмы, не менее чем на три порядка превышающих размер отверстия [5]:

$$\Delta w = \frac{d}{\lambda s}, \quad (2)$$

где λ – рабочая длина волны, d – диаметр отверстия, s – расстояние от экрана.

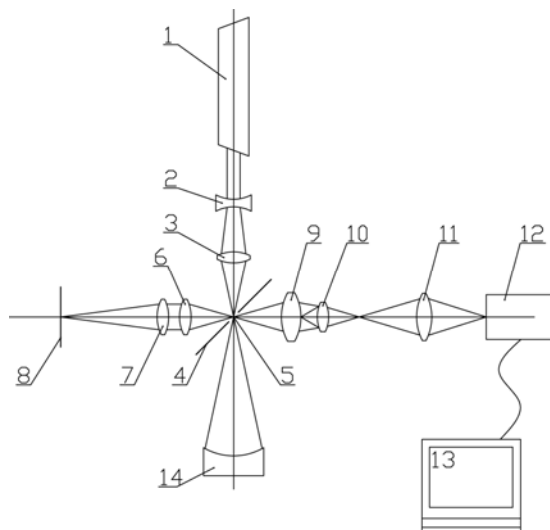


Рис. 2. Интерферометр с дифрагированным опорным волновым фронтом и автоколлимационным осветительным плечом. 1 – лазер, 2 и 3 – осветительная система, 4 – наклонное зеркало, 5 – точечная диафрагма, 6 и 7 – встречные коллиматорные объективы, 8 – плоское автоколлимационное зеркало, 9–11 – наблюдательный микроскоп с линзой Бертрана, 12 – цифровая камера, 13 – компьютер, 14 – измеряемая поверхность

В табл. 3 показана зависимость диаметра дифракционного отверстия от апертуры и контрольной длины волны.

Апертура фокусирующего объектива, NA	Диаметр отверстия, мкм.		
	$\lambda=0,633$ мкм	$\lambda=0,365$ мкм	$\lambda=0,248$ мкм
0,1	4,01	1,33	0,62
0,2	2	0,66	0,31
0,3	1,34	0,44	0,21

Таблица 3. Диаметр дифракционного отверстия

На одну из поверхностей светоделителя светового пучка, выполненного в виде плоскопараллельной пластины 4, нанесено зеркальное покрытие, в центре которого имеется точечное отверстие 5, диаметр которого соизмерим с длиной волны излучения. Между лазером и светоделителем пучка расположен объектив 2–3, задний фокус которого совмещен с точечным отверстием 5 на светоделителе пучка. Точечное отверстие служит источником дифракционной волны, которая является опорной. Таким образом, возникающая в этой схеме интерференционная картина есть результат сложения эталонной сферической волны, возникающей при дифракции на точечном отверстии, и рабочей волны, отраженной от контролируемой поверхности.

Принцип работы установки заключается в следующем. Луч лазера 1, пройдя отрицательный компонент 2, фокусируется объективом 3 в точечное отверстие 5 наклонного плоского зеркала 4. Отверстие совмещено с центром кривизны вогнутой сфериче-

ской поверхности исследуемой детали. В схему входит также автоколлимационная осветительная система, состоящая из элементов 6, 7 и 8.

В плече наблюдения имеются объектив 9 и окуляр 11 для наблюдения освещенной точечной диафрагмы и автоколлимационного изображения точки в центре кривизны контролируемой поверхности. Для наблюдения интерференции в зрачке дополнительно вводится линза Бертрана 10. Для регистрации интерферограммы за окуляром устанавливается камера 12, которая передает полученную информацию на компьютер.

Выводы

На сегодня для изготовления высокоточных поверхностей (систем) необходимо использовать метрологические средства повышенной точности. Дифракционный интерферометр, несомненно, является таковым. Отсутствие эталонной поверхности, ограничивающей точность измерений, позволило переступить традиционный порог в $\lambda/20$, однако для уверенного использования прибора в технологическом процессе необходимо исследовать реальную точность прибора и экспериментально оценить погрешность проводимых с его помощью измерений.

Литература

1. Венедиктов В.Ю. О возможности применения киноформных элементов в зеркальных проекционных системах для ВУФ-литографии // ЖТФ. – 2007. – Т. 77. – Вып. 1.
2. Виноградова Г.Н., Духопел И.И., Ермачкова Н.П., Иоффе В.А. Интерферометр для контроля волновых аберраций объективов микроскопа // ОЖ. – 1996. – №9.
3. Виноградова Г.Н. Образование интерференционных картин в интерферометре с дифракционной волной сравнения // ОЖ. – 1998. – №2.
4. Виноградова Г.И., Вознесенский Н.Б., Н.П. Ермачкова, В.М. Домненко, Т.В. Иванова. Математическое моделирование интерференционных картин в интерферометре с дифракционно формируемым волновым фронтом сравнения // ОЖ. – 1999. – Т. 66. – №2.
5. Виноградова Г.Н., Герловин Б.Я. Некоторые особенности интерферометра с дифракционной волной сравнения // ОЖ. – 2001. – Т. 68. – №11.
6. Kazuya O. // SPIE. – 2001. – V.4343. – P.543
7. Williams // U.S.PAT. 5.815.310. – 1998.
8. Voznesensky N.B. // Opt. Memory and Neural Networks. – 2000. – Vol. 9. – №3. – P. 175–183.
9. Климов А.Ю., Рогов В.В., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Источник сферической волны на основе зонда ближнепольного микроскопа // Известия РАН. – Серия физическая. – 2008. – Т. 72. – №2.

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОПРИЕМНИКА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ

Д.Ю. Сачков

Научный руководитель – к.т.н., доцент С.А. Смирнов

В работе рассматривается влияние дискретной структуры фотоприемника на погрешность интерференционного измерения топологии волнового фронта при полосовом методе обработки интерферограмм, определяются условия, при выполнении которых возможно определение центра интерференционной полосы с точностью до пикселя, а также регистрация распределения плотности мощности в полосе с минимальными искажениями.

Введение

Развитие современной интерференционной техники идет, в том числе, по пути модернизации известных интерференционных схем с использованием современных источников и приемников излучения, компьютерной техники. Это позволяет увеличить точность, производительность, универсальность приборов, осваивать новые участки спектра. В настоящее время актуальной задачей является создание отечественного аналога зарубежных интерферометров среднего ИК диапазона. Эта задача решается в рамках НИР «Лазерный интерферометрический комплекс ИК диапазона». В ходе НИР разработан лазерный инфракрасный интерферометр ИКС-10 с рабочей длиной волны 10,6 мкм. В основу интерферометра положена схема Физо, а источником излучения служит СО₂-лазер мощностью 8 Вт. Для регистрации интерферограмм предполагается использовать микроболометрическую матрицу или пировидиконный приемник.

Одной из основных характеристик интерферометра является его инструментальная погрешность, причиной которой являются множество факторов. Одним из них служит искажение интерферограммы при ее регистрации фотоприемником. В большинстве работ, посвященных этому вопросу, исследуется влияние различного рода шумов в интерферограмме (в том числе паразитных засветок) на процесс ее математической обработки. В настоящей работе рассматривается влияние дискретной структуры и конечной чувствительности фотоприемника на погрешность обработки интерферограммы. Целью работы является вычисление вклада фотоприемника в результирующую ошибку интерферометра и определение способов его уменьшения. Достижение данной цели позволит сформировать метод выбора фотоприемника и оптимизации параметров интерферограммы.

Связь погрешности обработки интерферограмм с характеристиками фотоприемника

Результатом интерференционного измерения является форма волнового фронта пучка, подвергнутого воздействию объекта контроля. Суть измерения заключается в сравнении контролируемого волнового фронта с эталонным фронтом, форма которого близка к идеальной. При этом на вход объекта исследования также подается волновой фронт идеальной формы.

Эталонный и исследуемый пучки в интерферометре когерентны, что позволяет наблюдать изменения плотности мощности (интенсивности) в области их пересечения. Это распределение и является непосредственно регистрируемой величиной. Оно позволяет определить оптическую разность хода (ОРХ) между волновыми фронтами интерферирующих пучков и, соответственно, отличия их формы.

Рассмотрим идеальный случай – объект контроля не вносит в волновой фронт ошибок. При этом интерферограмма будет выглядеть как представленная на рис. 1, а, а распределение интенсивности в ней будет описываться формулой

$$I(W) = I_0 + VI_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}W\right), \quad (1)$$

где λ – длина волны, W – оптическая разность хода между интерферирующими волновыми фронтами в данной точке интерферограммы в длинах волн, I_0 – средняя интенсивность, V – контраст интерференционной картины.

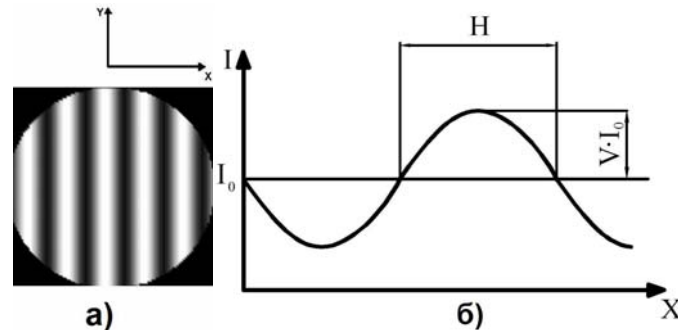


Рис. 1. Интерферограмма идеального объекта: а) распределение интенсивности на фотоприемнике, б) распределение интенсивности вдоль оси ОХ

В качестве алгоритма обработки интерферограмм в настоящей работе принимается обработка по центрам полос. В этих точках ОРХ всегда кратна $\lambda/2$, что дает однозначную связь координаты данной точки с ОРХ между фронтами в ней. Для идеальной интерферограммы она выражается формулой:

$$W = \frac{\lambda}{2H}x - W_0, \quad (2)$$

где H – ширина интерференционной полосы, x – координата в плоскости фотоприемника, W_0 – определяет разность хода в начале координат.

Однако координата центра полосы не может быть определена абсолютно точно, в общем случае это случайная величина. Обозначим координату центра полосы x_u . Предположим, что она распределена по нормальному закону с некоторым математическим ожиданием \bar{x}_u и дисперсией $\sigma_{x_u}^2$. Тогда ОРХ также будет нормально распределенной случайной величиной, причем из формулы (2) следует, что ее среднеквадратическое отклонение (СКО) будет связано с СКО координаты центра полосы формулой

$$\sigma_W = \frac{\lambda}{2H} \sigma_{x_u}. \quad (3)$$

Конечные разрешение и чувствительность фотоприемника, безусловно, влияют на точность определения координаты центра полосы. Рассмотрим простейший алгоритм поиска координаты центра полосы, при котором вычисляется пиксель, содержащий локальный максимум, т.е. наиболее «яркий» или «темный» пиксель. При этом возможная ошибка определения координаты равна размеру пикселя. Применяя неравенство Чебышева [1] (при характерном размере пикселя 50 мкм) получим СКО координаты центра полосы $0,005H$. Для интерферометра ИКС-10, при работе по рекомендованному числу полос (13 полос), это СКО соответствует максимальному размаху ошибки (РВ) исследуемого фронта $0,012\lambda$, что незначительно превышает размах из-за несовершенства деталей и узлов интерферометра ($0,01\lambda$). В этом случае собственная ошибка интерферометра (РВ) не превысит $0,02\lambda$, т.е. находится на уровне зарубежных аналогов. Таким образом, данную ошибку определения ОРХ можно считать приемлемой.

Определим условия, при которых возможно однозначно определить пиксель, содержащий центр полосы. Так как фотоприемник фиксирует плотность мощности (ин-

тенсивность), то это подразумевает, что значение средней интенсивности на этом пикселе отличается от соответствующего значения на соседних пикселях более чем на минимально разрешаемую величину. Рассмотрим 3 соседние пикселя (рис. 2), при этом считаем, что характер распределения интенсивности на фотоприемнике описывается (1). Пусть, для определенности, координата максимума интенсивности попадает в пиксель номер 2. Учитывая, что пиксель как единая площадка интегрирует принимаемую интенсивность, получаем следующее требование к разности мощностей на соседних пикселях:

$$\begin{cases} \int_{S_2} I(x, y) - \int_{S_1} I(x, y) \geq \Delta I_{\min} S_1 \\ \int_{S_2} I(x, y) - \int_{S_3} I(x, y) \geq \Delta I_{\min} S_1 \end{cases}, \quad (4)$$

где S_i ($i=1,2,3$) – площадь пикселя с номером i , ΔI_{\min} – минимально разрешаемая фотоприемником разность интенсивностей.

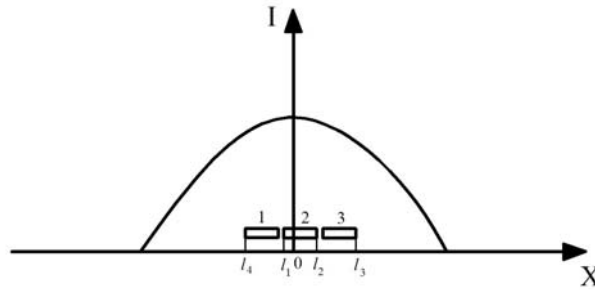


Рис. 2. Определение положения центра полосы на матрице фотоприемника

Учитывая (1), а также то, что пиксель представляет собой квадратную площадку со стороной a , после интегрирования получим:

$$\begin{cases} \frac{HVI_0 a}{\pi} \left[2 \sin \frac{\pi}{H} l_2 - \sin \frac{\pi}{H} l_1 - \sin \frac{\pi}{H} l_3 \right] \geq \Delta I_{\min} S_1 \\ \frac{HVI_0 a}{\pi} \left[\sin \frac{\pi}{H} l_2 - 2 \sin \frac{\pi}{H} l_1 + \sin \frac{\pi}{H} l_4 \right] \geq \Delta I_{\min} S_1 \end{cases}, \quad (5)$$

где l_i – координаты краев пикселей (рис. 2).

Интегрирование по y дает множитель a перед скобкой. Рассмотрим подробнее результат интегрирования по x .

На рис. 2 система координат привязана к максимуму интенсивности, т.е. максимум имеет координату $x = 0$. В правой части неравенств (5) стоит разность мощностей излучения, падающего на соседние пиксели: в первом неравенстве – на второй и третий, во втором – на первый и второй пиксели. Разность мощностей излучения приводит к разному электрическому сигналу на пикселях. Таким образом, меняя координаты l_i , можно проследить, как меняется разность средних мощностей излучения на соседних пикселях при их перемещении относительно максимума. Координаты пикселей однозначно связаны следующим образом:

$$\begin{aligned} l_2 &= l_1 + a \\ l_3 &= l_1 + 2a \\ l_4 &= l_1 - a \end{aligned} \quad (6)$$

В итоге достаточно изменять только одну переменную – l_1 . На рис. 3 показана зависимость разностей мощностей в соседних пикселях (нормировано на $HVI_0 a / \pi$) от l_1 .

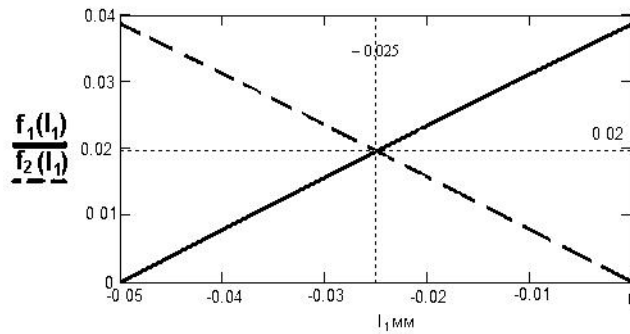


Рис. 3. Изменение разности мощностей излучения на соседних пикселях при перемещении центра интерференционной полосы в пределах пикселя №2

Здесь f_2 соответствует разности мощностей излучения на первом и втором пикселях, а f_1 – втором и третьем. Из рис. 3 видно, что при приближении максимума полосы к краям второго пикселя разность мощностей на втором пикселе с одним из соседних пикселей стремится к нулю, в то время как с другим возрастает до величины порядка 0.039. Так как одна из разностей стремится к нулю, то для однозначного определения положения максимума необходимо сравнивать обе разности одновременно. Для этого требуется, чтобы минимально разрешаемая фотоприемником разница интенсивностей была меньше половины от максимально возможной разности интенсивностей в соседних пикселях. Для фотоприемника с размером пикселя 50 мкм при работе по 13 полосам это требование выражается следующей формулой:

$$\Delta I_{\min} \leq k0.029VI_0, \quad (7)$$

где k – коэффициент запаса, учитывающий, что производители фотоприемников указывают предельные характеристики чувствительности, полученные в наилучших условиях. Примем $k=2$ и получим формулу, пригодную для практического применения

$$\Delta I_{\min} \leq 0.06VI_0. \quad (8)$$

Таким образом, формула (8) выражает условие, при выполнении которого возможно определить координату центра полосы с точностью до пикселя. Для получения корректного результата формулу (8) необходимо дополнить еще одним условием, а именно: максимальное и минимальное значение интенсивности на фотоприемнике не должны выходить за его динамический диапазон (9).

$$\begin{cases} I_{\min} \leq I_0 - VI_0 \\ I_0 + VI_0 \leq I_{\max} \end{cases}, \quad (9)$$

где I_{\min} – нижняя граница динамического диапазона, I_{\max} – верхняя граница динамического диапазона. Невыполнение (9) приводит к значительному искажению распределения интенсивности в полосах при регистрации, что увеличивает ошибку определения центра полосы либо делает это вообще невозможным. При превышении динамического диапазона сказываются эффекты «заплывания» матрицы, при которых сигнал превышает максимально допустимый уровень и все «пересвеченные» пиксели передают одинаковый – максимально возможный сигнал. При слишком слабом сигнале значение интенсивности в полосе невозможно распознать на фоне собственных шумов приемника.

Регистрация распределения интенсивности в полосе без искажений

Безусловно, интересен вопрос о возможности более точного определения координаты центра полосы, что связано с аппроксимацией распределения интенсивности в ней. Определим минимальное количество пикселей, приходящихся на интерференционную полосу, необходимое для регистрации распределения интенсивности в ней без

существенных искажений. Для этого воспользуемся теоремой Котельникова-Шеннона (ТКШ) [2], которая определяет число точек дискретизации функции, имеющей конечный спектр, минимально необходимое для ее описания без искажений. Рассмотрим отдельную полосу, распределение интенсивности в которой описывается формулой (10). Ширина полосы составляет H , а размер пикселя – a . Считаем что постоянная составляющая (I_0) отсутствует (можно показать, что ее наличие не влияет на результат).

$\Pi_H(x)$ в формуле (10) – П-образный импульс шириной H .

$$I(x) = \left[VI_0 \cos\left(\frac{2\pi}{2H}x\right) \right] \Pi_H(x). \quad (10)$$

В частотной области функция (10) имеет спектр (рис. 4):

$$F(\omega) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin(\omega - \omega_0) \frac{H}{2}}{(\omega - \omega_0) \frac{H}{2}} + \frac{\sin(\omega + \omega_0) \frac{H}{2}}{(\omega + \omega_0) \frac{H}{2}} \right], \quad (11)$$

где $\omega_0 = \frac{\pi}{H}$.

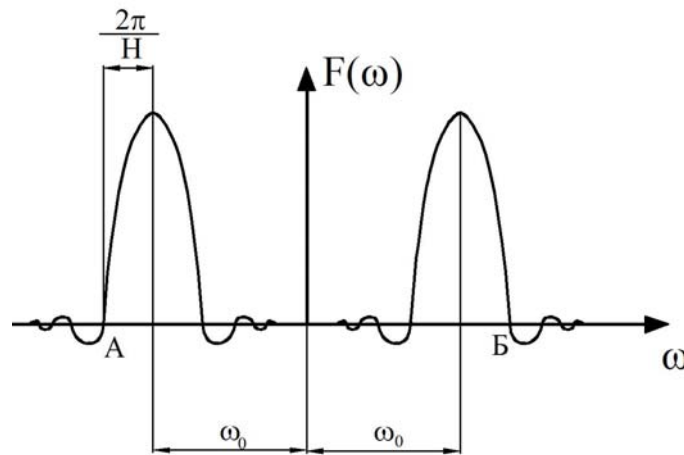


Рис. 4. Спектр функции (10)

Согласно ТКШ, минимальное число точек дискретизации, при котором регистрация происходит без искажений, равно [2]:

$$N = 2\omega_{\max} \tau + 1, \quad (12)$$

где ω_{\max} – максимальная частота из области определения функции в частотном пространстве, τ – размер области определения функции в линейных координатах (в нашем случае $\tau = H$).

Как видно из (11) и рис. 4, функция (10) имеет бесконечную область определения в частотном пространстве, а значит, для ее полного описания необходимо бесконечное число точек дискретизации, что недостижимо на практике. Но если учесть вид спектра (11), можно предположить, что его ограничение по первым минимумам не приведет к серьезной ошибке. В этом случае: $\omega_{\max} = \frac{3\pi}{H}$, $\tau = H$, что дает минимально необходимое число

пикселей на полосу $N=20$. Согласно ТКШ, при таком числе пикселей структура полосы передается практически без искажений. На рис. 5 представлены графики исходной функции (10) ($I(x)$), имеющей бесконечный спектр, и функции ($I_v(x)$). $I_v(x)$ имеет конечный спектр, лежащий в пределах $\pm\omega_{\max}$ и совпадающий в этой области со спектром $I(x)$. Максимальное расхождение между ними не превышает 4%. Согласно ТКШ, функция $I_v(x)$ передается без искажений при регистрации не менее чем в 20 равноотстоящих точках.

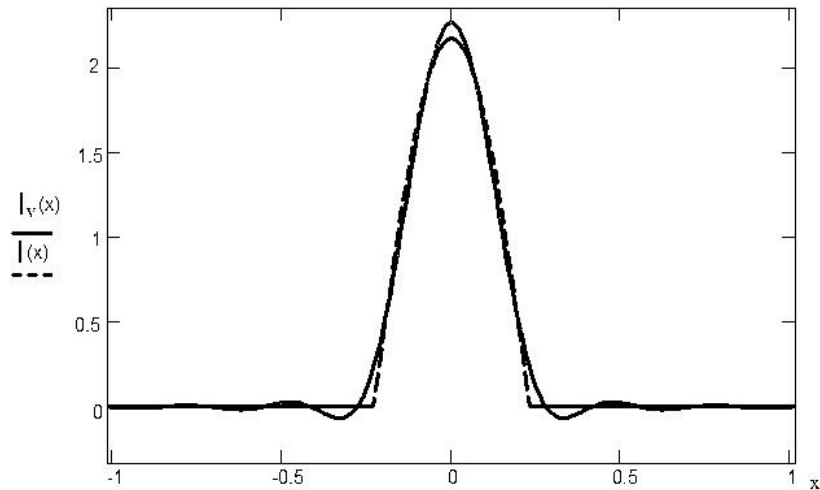


Рис. 5. Графики исходной ($I(x)$) функции и функции с конечным спектром ($I_v(x)$)

В реальности количество пикселей на полосу может быть значительно меньше 20. Так, в интерферометре ИКС-10 при работе по 13 интерференционным полосам ширина полосы составляет 0.46 мм. При размере пикселя 50 мкм на полосу приходится только 9 пикселей, что приводит к искажению информации о структуре полосы. Влияние данных искажений на точность определения центра полосы зависит от конкретного алгоритма аппроксимации и будет исследовано в дальнейшем. На данном этапе следует отметить, что наличие порядка 9 пикселей на полосу не препятствует определению координаты центра полосы с точностью до 1 пикселя.

Требования к контрасту интерферограммы

Формулы (8) и (9) при известных характеристиках фотоприемника позволяют определить минимально необходимый контраст интерферограммы. Фотоприемники среднего ИК-диапазона, представленные на рынке, имеют чувствительность NETD 0,1–0,05 К, что соответствует разрешаемой интенсивности $5 \cdot 10^{-5}$ Вт/см². Рассчитаем минимально необходимый контраст при использовании такого фотоприемника. Для ИКС-10 при использовании лазера на максимальной мощности (8 Вт) максимальная интенсивность излучения на фотоприемнике составляет 176 мВт/см², что выходит за динамический диапазон матрицы (25 мВт/см²). Таким образом, второе неравенство в (9) позволяет вычислить максимальную мощность лазера. Она составляет 1 Вт. В этом случае средняя плотность мощности на фотоприемнике составляет 24.8 мВт/см², что дает минимально требуемый контраст 0,03.

Как видно из приведенных оценок, при значительных уровнях сигналов на фотоприемнике для определения координаты полосы с точностью до пикселя достаточно очень слабого контраста интерферограммы. Однако при снижении уровня сигнала наблюдается значительный рост требований к контрасту. Так, при плотности мощности излучения на матрице в 10 мВт/см² минимально допустимый контраст составляет 0,1, а при 2 мВт/см² – уже 0,5. Эта тенденция объясняется ростом влияния собственных шумов фотоприемника, с которыми связана чувствительность матрицы (ΔI_{\min}).

Заключение

Современные матричные фотоприемники могут вносить значительный вклад в результирующую погрешность интерференционного измерения. Их дискретная структура и ограниченная чувствительность дают конечную точность определения центра интер-

ференционной полосы, что приводит к ошибке восстановления топологии волнового фронта. Предложенная в работе модель показывает, что для интерферометра ИК-диапазона приемлемой является точность определения координаты центра полосы, равная одному пикселю. В настоящей работе предложен простой критерий проверки обеспечения этой точности. При этом показано, что наиболее актуальны полученные результаты при работе с малыми интенсивностями интерферограмм.

Также рассмотрен вопрос о возможности регистрации распределения интенсивности в полосе без искажений. Из теоремы Котельникова-Шеннона следует, что при работе по 13 интерференционным полосам регистрация без искажений невозможна. Вычисление величины ошибки измерения в этом случае требует дальнейших исследований.

Литература

1. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы. 1974. – 832 с.
2. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. Монография. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1971. – 616 с.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ В ЗАДАЧЕ РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ МИКРООБЪЕКТОВ В ПРОИЗВОЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛАХ

А.С. Мачихин

(Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.Э. Пожар

(Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН)

Рассмотрена задача проектирования приборов для определения трехмерной структуры микрообъектов в произвольных спектральных интервалах. Проанализирована возможность использования в качестве спектрального элемента акустооптического (АО) перестраиваемого фильтра, определены преимущества, которые это дает. Проведен сравнительный анализ различных оптических схем построения таких приборов: на базе стереомикроскопов, одно- и двухканальных систем, систем с параллельной и последовательной регистрацией изображений. Показано, что наиболее подходящей является схема спектрального стереомикроскопа с АО фильтрами. Указаны возможные области применения таких приборов.

Введение

В настоящее время аппаратура для получения спектральных изображений микрообъектов является неотъемлемым инструментом лабораторий для биологических, медицинских, криминалистических и других исследований. Это связано с тем, что существует большое количество объектов, при исследовании которых важно знать не только пространственное распределение их элементов, но и их физико-химические свойства. Последние во многих случаях можно определить по их спектральным характеристикам. Примерами являются различные виды плазмы, получаемой в промышленных и научных установках, и пламени, образующегося в результате работы реактивных двигателей и др. В этих случаях изображения, полученные на разных длинах волн, отображают, в частности, распределение температуры по пространству. В других случаях, например, в срезах биообъектов спектральные изображения позволяют контрастно выделить определенные элементы структуры. Кроме того, спектральные изображения часто дают возможность наблюдения микрообъектов, скрытых другими элементами, если вести регистрацию на длинах волн, где последние прозрачны. Этот прием используется, например, при количественных исследованиях содержания каких-либо частиц в объеме.

Другой тенденцией современной микроскопии является стремление к восстановлению трехмерной структуры исследуемого объекта. Получение микрорельефа поверхности помогает контролировать качество изготовления и сборки изделий микроэлектроники, выявлять особенности строения биологических объектов, количественно оценивать некоторые физические характеристики. Для решения данных задач разработано несколько видов приборов. К ним, прежде всего, относятся стереоскопические, конфокальные, сканирующие электронные и голографические микроскопы [1–3].

Анализ литературы показывает, что прибора, сочетающего в себе достоинства двух рассмотренных классов приборов для исследования микрообъектов, до сих пор создано не было. Настоящая работа посвящена разработке схемы компоновки прибора для реконструкции трехмерной спектральной структуры микрообъектов с использованием стереомикроскопа. В качестве основы прибора использован перестраиваемый акустооптический (АО) фильтр.

Преимущества использования АО фильтрации

АО перестраиваемый фильтр основан на создании в среде динамической объемной дифракционной решетки с помощью ультразвука и используется для выделения из

светового пучка с широким спектром спектральной составляющей, длина волны которой может перестраиваться в соответствии с частотой ультразвука. АО фильтры обеспечивают спектральную фильтрацию слаборасходящихся пучков, что позволяет получать спектральные изображения [4–5]. Интерес к АО фильтрам обусловлен их широкими функциональными возможностями, компактностью, достаточно узким спектральным интервалом пропускания при широком диапазоне и малом времени перестройки.

АО фильтр перестраивается электрическим сигналом, и это позволяет исключить из конструкции спектральных приборов подвижные элементы (зеркала, призмы и т.п.), что значительно повышает быстродействие и надежность системы, а также точность и воспроизводимость результатов. Немеханическая настройка на фиксированные длины волн без каких-либо промежуточных состояний существенно уменьшает время измерений за счет накопления только информационно значимых данных, и увеличивает достоверность и точность результатов.

В задачах цифровой обработки изображений в целом и задаче реконструкции трехмерной структуры объектов, в частности, могут быть использованы следующие полезные свойства АО фильтров: достаточно большая пространственная и угловая апертуры, программное управление, способность сохранять (не искажать) изображение при фильтрации.

В процессе выполнения данной работы во всех экспериментах использовался АО фильтр из кристалла парателлурита (TeO_2). Диапазон его перестройки составляет 440–760 нм, ширина полосы пропускания – 2 нм, угловая апертура – $2,5^\circ$, диаметр входного зрачка – 8 мм. Примеры изображений, полученных с помощью микроскопа с таким фильтром, приведены на рис. 1.

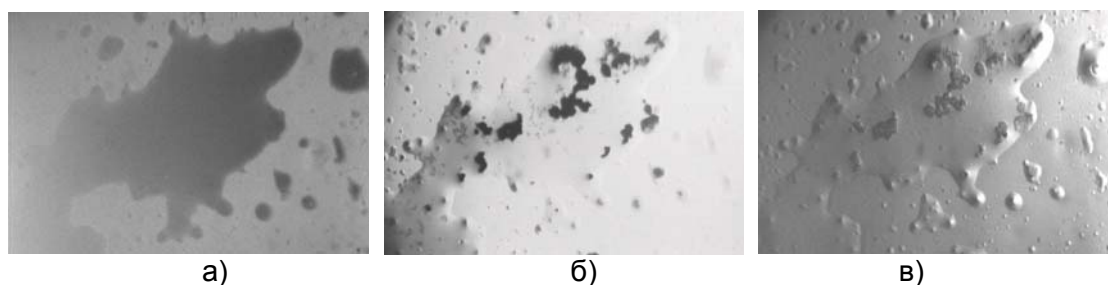


Рис. 1. Примеры спектральных изображений, полученных с помощью микроскопа с АО фильтром из TeO_2 на длине волны: а) 400 нм; б) 700 нм; в) 900 нм

Рассмотрим некоторые возможные схемы компоновки АО микроскопических систем, позволяющие регистрировать стереоизображения объекта в произвольно задаваемых участках спектра с целью их последующей обработки.

Схемы компоновки на основе стереомикроскопов

Самой простой, с точки зрения реализации, является схема компоновки на основе классических стереомикроскопов. Два АО фильтра, перестройка которых производится с помощью компьютера через блок управления, устанавливаются после окуляра в параллельном ходе лучей. Для регистрации стереоизображений за фильтрами располагаются камеры, каждая из которых представляет собой объектив с матричным приемником излучения (МПИ). Данная компоновка применима как для стереомикроскопов со сходящимися осями (бинокулярная лупа, стереомикроскоп Грену и др.), так и для стереомикроскопов с параллельными осями (микроскоп со стереонасадкой Аббе, стереомикроскоп со скачкообразным изменением увеличения и др.) [1]. На рис. 2 схематично показан пример данной компоновки.

Недостатком построения системы на базе стереомикроскопа является необходимость использования двух АО фильтров. Во-первых, довольно сложно обеспечить идентичность их спектральных перестроечных характеристик, а без этого получаемые два изображения оказываются сдвинутыми по спектру, что ведет к ошибкам при их совместной обработке. Кроме того, использование двух фильтров усложняет электронную часть прибора и существенно увеличивает его стоимость.

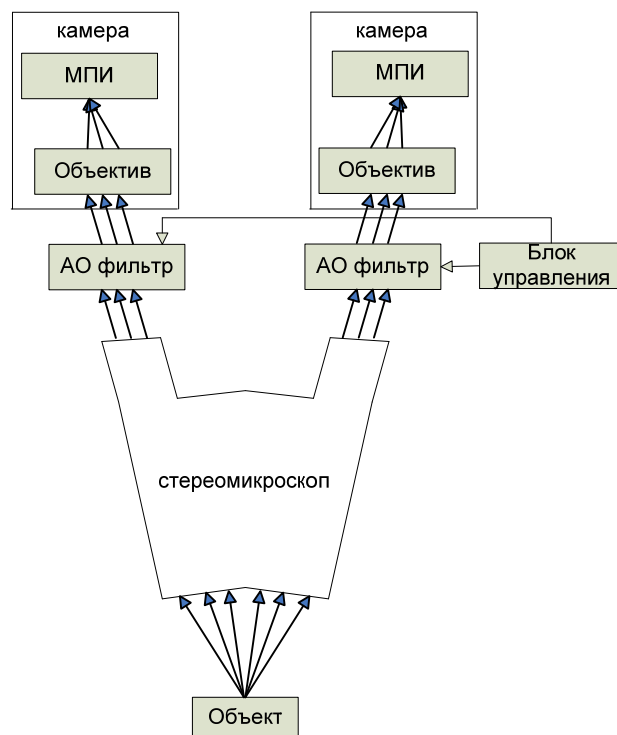


Рис. 2. Схема компоновки спектральной системы на базе стереомикроскопа

Схема компоновки на основе одиночного микроскопа с подвижными элементами

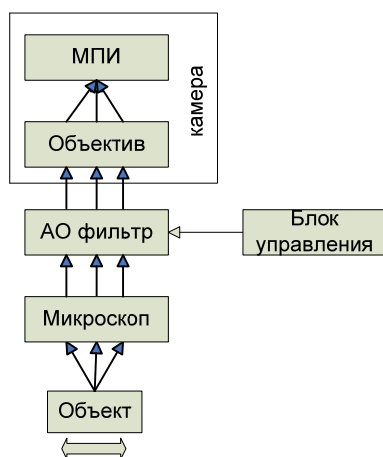


Рис. 3. Схема компоновки АО стереомикроскопа на базе одиночного микроскопа с подвижным предметным столом

Альтернативой использованию стереомикроскопа является схема, использующая перемещение исследуемого объекта относительно классического микроскопа (рис. 3). При этом устраняются недостатки, связанные с необходимостью использования двух

АО фильтров, однако появляется нежелательная временная задержка при регистрации пары изображений, что, ввиду возможной нестабильности исследуемого объекта, может приводить к дополнительным ошибкам при восстановлении его трехмерной структуры. Кроме того, наличие погрешностей, свойственное механическим узлам, обуславливает необходимость дополнительной частой калибровки прибора для определения взаимного положения стереоснимков.

Схема компоновки на основе оптической системы с пространственным разделением стереоизображений

Недостатки, свойственные рассмотренным ранее схемам, устраняются при использовании однокамерной стереосистемы с каким-либо видом разделения стереоизображений [6, 7]. Системы с временным разделением имеют тот же недостаток, что и системы с подвижным предметным столиком – временную задержку. Системы со спектральным разделением стереоизображений крайне трудно реализуемы ввиду высокой степени монохроматичности пропускаемого АО фильтром излучения. Поэтому рассмотрим схему компоновки однокамерной АО стереосистемы с пространственным разделением изображений (рис. 4).

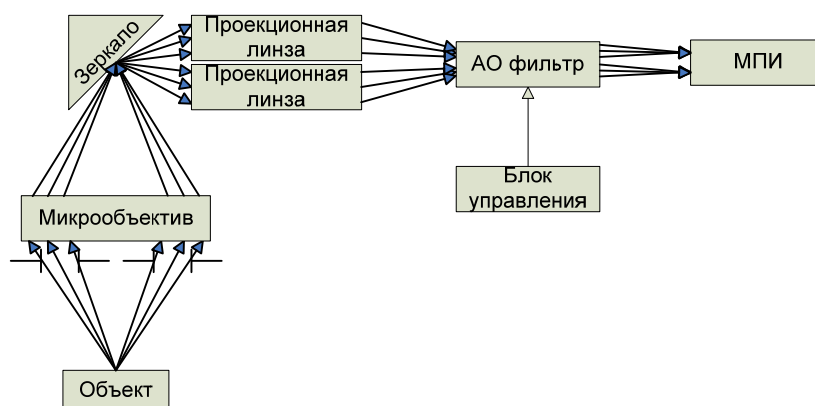


Рис. 4. Схема компоновки АО стереомикроскопа с пространственным разделением стереоизображений

Диафрагма с двумя отверстиями, расположенная перед микрообъективом, формирует два канала регистрации, разделенные пространственно и по углу. Изображения, формируемые микрообъективом на плоском зеркале, переносятся малыми линзами через АО фильтр на МПИ. Таким образом, на двух половинах МПИ происходит одновременная регистрация пары стереоизображений. Недостатком этой схемы является то, что каждое изображение занимает лишь половину площади приемника, что, в свою очередь, приводит к вдвое меньшей (при прочих равных условиях) детальности восстановления трехмерной структуры микрообъекта.

Работа АО фильтра в сходящихся пучках лучей вполне допустима [4], однако может потребовать при его перестройке по длинам волн дополнительной фокусировки излучения, например, за счет смещения МПИ вдоль оптической оси. Это также является недостатком данной компоновки.

Заключение

В работе проанализированы некоторые возможные схемы компоновки прибора для реконструкции трехмерной спектральной структуры микрообъектов на базе АО пе-

рестраиваемых фильтров. Проведенный сравнительный анализ (см. таблицу) показал отсутствие универсального решения поставленной задачи. Возможность применения любого из трех рассмотренных вариантов определяется условиями задачи.

Свойство	Стереомикроскоп	Микроскоп с подвижными элементами	Пространственное разделение пары изображений
Отсутствие механических частей	+	–	+
Одновременность регистрации пары изображений	+	–	+
Использование одного АО фильтра	–	+	+
Использование всей площади МПИ	+	+	–
Сохранение фокусировки при перестройке АО фильтра	+	–	+

Таблица. Сравнительная характеристика различных оптических схем построения прибора

В дальнейшем предполагается разработать две таких системы – на базе стереомикроскопа и на основе микроскопа с подвижным предметным столом. В обеих в качестве спектрального элемента будут использоваться рестраиваемые АО фильтры. Планируется провести экспериментальные исследования этих систем и сравнить их характеристики.

Литература

1. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. – М.–Л.: Машиностроение, 1966. – 564 с.
2. 3D-микроскопия. Обзор. – Режим доступа: <http://www.genseq.ru/3d/3Dmicro.htm>
3. Константинов В.Б., Бабенко В.А., Малый А.Ф. Голографический интерференционный микроскоп для исследования микрообъектов // Журнал технической физики. – 2007 – Том 77 – Вып. 12. – С.92–95.
4. Балакший В.И., Манцевич С.Н. Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции // Оптика и спектроскопия. – 2007 – Том 103. – №5. С. 831–837.
5. V.E.Pozhar, V.I.Pustovoi. Main features of image transmission through acousto-optical filter // Photonics and optoelectronics. – 1997. – Vol.4. – №2. – P.67–77.
6. Апенко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. – 352 с.
7. Катус Г.П. Оптические информационные системы роботов-манипуляторов. – М.: Машиностроение, 1977. – 272 с.

УЧЕТ ДИФРАКЦИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ

И.Е. Зацепина

Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент А.П. Смирнов

На основе функции рассеяния точки проведен анализ влияния дифракции на назначение допусков для осевой точки предмета. Построена модель оптической системы в среде MathCAD.

Введение

Одной из главных задач современного оптического приборостроения является получение высококачественного оптического изображения. Эффективные методы расчета оптических систем, применение автоматизированных систем проектирования, новые оптические материалы позволяют разработать системы, по качеству изображения близкие к дифракционному. Однако их практическая реализация, трудоемкость изготовления во многом зависят от теоретически обоснованных допусков на изготовление и сборку оптических деталей и компонентов.

Наличие погрешностей изготовления и сборки оптической системы приводит к возникновению дополнительных аберраций, а, следовательно, к ухудшению качества изображения. Поэтому актуальной проблемой проектирования становится расчет допусков в процессе изготовления и сборки оптических систем с позиций современной теории качества изображения.

Критерии качества используются для сравнения оптических схем между собой и для назначения допусков при конструировании. Расчет функции влияния параметров обычно проводится в рамках программы расчета и оптимизации по критериям, опирающимся или на теорию аберраций третьего порядка, или на непосредственный расчет прохождения малого числа лучей через систему [1].

С прогрессом вычислительной техники анализ допусков сложных оптических систем может проводиться независимо от оптических программ расчета. Нами построена адекватная модель оптической системы в среде MathCAD. При этом появляется возможность более глубокого анализа влияния на работу проектируемой системы первичных погрешностей, вплоть до моделирования работы схемы в реальных условиях с реальными параметрами.

Анализ влияния дифракции на назначение допусков

На основе функции рассеяния точки проводится анализ влияния дифракции на назначение допусков. Модель оптической системы представляет собой комплекс компактных программ в среде MathCAD, позволяющих проводить трассировку пучков лучей различной формы через оптическую систему с произвольным расположением поверхностей второго порядка. Управление процессом осуществляется через широкий спектр данных, имеющих матричное описание. Модель не является замкнутой и предполагает возможность гибкой модификации в соответствии с изменяющимися требованиями к оптической системе [2].

Для примера взят объектив «Минитар-1Л» (рис. 1). На первом шаге было определено положение входного зрачка (рис. 1) путем параксиального расчета в обратном ходе от апертурной диафрагмы, установленной на расстоянии 0,9 мм от вершины задней поверхности.

Учет дифракции осуществляется в процессе суммирования всех амплитуд поля с учетом фазы от всех точек проходящего через объектив пучка лучей на выходном зрачке в заданной точке плоскости изображения. Выбирая в плоскости прямую, проходя-

щю через гауссово изображение, строим соответствующее сечение пятна рассеяния. В данном случае выходной зрачок совмещен с апертурной диафрагмой.

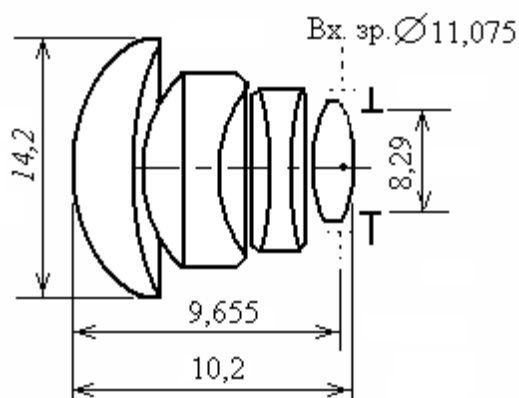


Рис. 1. Объектив «Минитар-1Л»

Для сферической волны, сходящейся в точке параксиального изображения или в центре сферы сравнения, фазы лучей в плоскости выходного зрачка определены однозначно, исходя из условия гомоцентричности пучка. В результате для точки предмета на оси, находящейся в бесконечности, получены следующие графики (рис. 2) для функции рассеяния точки в фокальной плоскости объектива для сферической волны (1) и для прошедшего через объектив излучения.

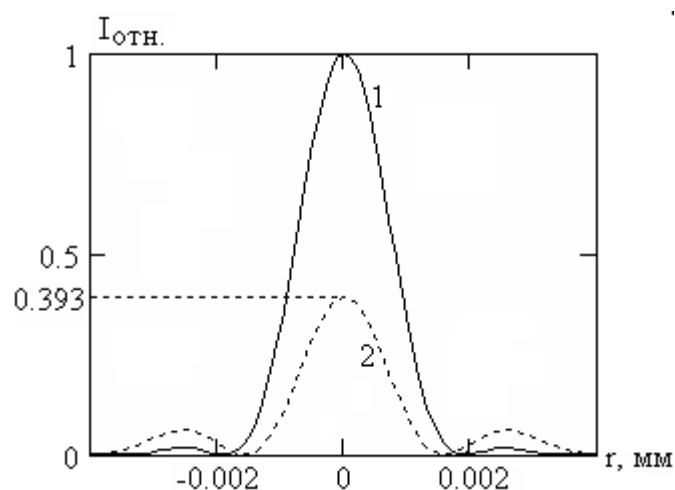


Рис. 2. Распределение интенсивности в дифракционной картине на апертурной диафрагме от сферической волны (1) с центром на оси в фокальной плоскости объектива и излучения, преобразованного объективом (2), от точечного осевого предмета, расположенного на бесконечности

Дифракционное изображение, сформированное сферической волной, строилось на основе того же множества точек в плоскости апертурной диафрагмы, полученных при трассировке пучка лучей через объектив. Каждому лучу в точке апертурной диафрагмы присваивалось значение оптического пути, соответствующее фазе сферической волны в этой точке. В заключение осуществлялась нормировка по энергии пучка, пропорциональной числу лучей в пучке, равномерно распределенном по площади входного зрачка. В данном примере число лучей равнялось 2389. Такой прием позволяет автоматически учитывать реальные изменения условий образования изображения полевых точек:

неравномерность засветки диафрагм и нарушение изопланатизма функции рассеяния точки.

Как видно из рис. 2, осевое изображение точки по максимуму уменьшено с коэффициентом 0,393 (число Штреля). Заметим, что максимальная волновая aberrация в фокальной плоскости составляет $3,3 \lambda$.

Как видно из графиков на рис. 3, при перемещении плоскости регистрации из фокальной плоскости в сторону объектива на 0,193 мм геометрическое пятно уменьшается (кривая 2) по диаметру почти в 6 раз, центральный дифракционный максимум исчезает, число Штреля стремится к нулю. Рядом с графиками показано геометрическое распределение точек пересечения лучей с плоскостями регистрации (фокальная плоскость (слева) и плоскость минимума СКО лучевой aberrации (справа)).

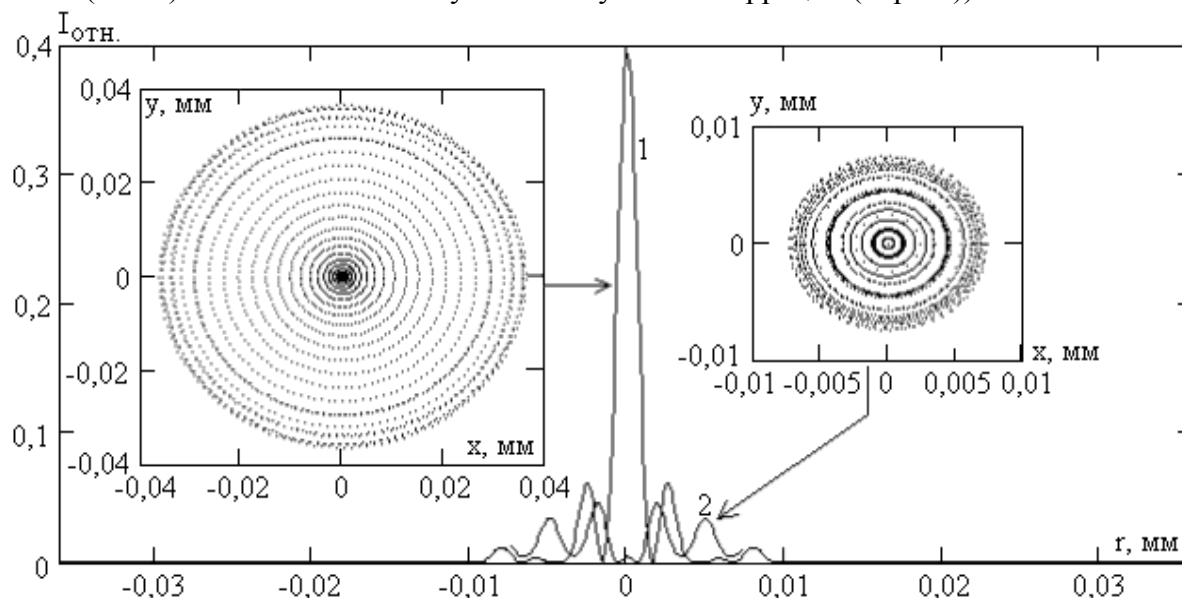


Рис. 3. Графики дифракционного изображения точки: реальное изображение в фокальной плоскости объектива (1) и при дефокусировке в плоскость минимума СКО лучевой aberrации (2); слева приведено геометрическое пятно рассеяния, соответствующее кривой 1, справа – кривой 2

В зависимости от назначения прибора в качестве критериев качества точечного изображения при назначении допусков можно использовать число Штреля, интерференционный максимум, СКО лучевой aberrации или разрешающую способность.

Если в качестве критерия использовать разрешающую способность, то в данном случае предпочтительнее кривая 1 – фокальная плоскость. Для кривой 2 центральный максимум отсутствует, и контраст не определен.

При перемещении плоскости регистрации из фокальной в плоскость минимального геометрического пятна ($\Delta S' = 0,193 \text{ мм}$) форма интерференционной кривой менялась (рис. 3). Определим плоскость, где максимум функции рассеяния точки имеет наибольшее значение. Оказывается, эта плоскость смещена в сторону объектива на величину 0,0276 мм. Коэффициент Штреля достигает в этой плоскости значения 0,624.

На рис. 4 представлены кривые функции рассеяния точки в отсутствие aberrаций (1) (радиус кружка Эри равен 1,95 мкм) и при наличии aberrаций (2) в плоскости, где достигается максимум коэффициента Штреля.

Используя в качестве критерия величину интерференционного максимума и его положение в фокальной плоскости относительно номинального положения, определим передаточные коэффициенты параметров объектива.

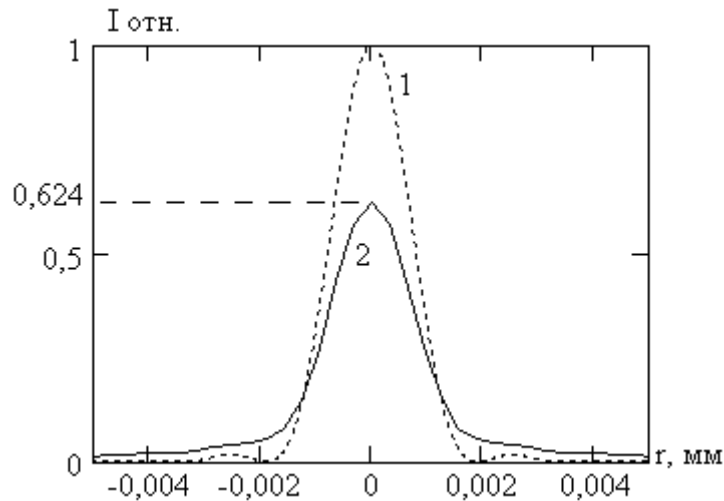


Рис. 4. Функции рассеяния точки, безабберационная (1) и с aberrациями (2)

Каждый конструктивный параметр p принято изменять симметрично относительно номинального значения. При этом степень нелинейности учитывается с помощью первой и второй производных, определяемых приближенно через приращения целевой функции Φ^+ и Φ^- по формулам [1] $\frac{\partial \Phi}{\partial p} = \frac{\Phi^+ - \Phi^-}{2\delta p}$, $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} = \frac{\Phi^+ + \Phi^-}{2\delta p^2}$. Тогда приращение целевой функции рассчитывается по отрезку ряда Тейлора: $\delta \Phi = \Phi' \delta p + \frac{1}{2} \Phi'' \delta p^2$.

Для сравнения эффектов действия параметров удобнее использовать непосредственно передаточные коэффициенты для двух направлений изменения конструктивного параметра: $K^+ = \frac{\Phi^+}{\delta p}$, $K^- = \frac{\Phi^-}{\delta p}$.

Расчеты показывают, что передаточные коэффициенты контраста и разрешающей способности связаны между собой практически постоянным коэффициентом, поэтому в качестве целевой функции остановимся на рэлеевском пределе разрешения.

На рис. 5 приведены результаты расчетов для тех параметров, которые оказывают ощутимое влияние. Так, децентрировка поверхностей практически не влияет на разрешение. Слабое влияние как на кому, так и на разрешение оказывает наклон поверхностей.

Как видно из графиков (рис. 5.1), из толщин и промежутков наиболее сильное влияние оказывает склейка. Назначенный ранее допуск в 0,1 мм приведет к сильному ухудшению разрешения. Прямой расчет дает ухудшение разрешения на 50%.

Использование интерференционного критерия функции рассеяния точки представляется более точным и эффективным при назначении допусков. Менее сильное влияние оказывают толщина первой линзы и второй воздушный промежуток. На них назначены допуски, соответственно, 20 мкм и 10 мкм.

Наиболее сильное влияние из класса радиусов кривизны оказывает радиус первой поверхности ($20 \text{ мм}^{-1}/\text{мкм}$), третья поверхность (поверхность склейки) и седьмая поверхность оказывают среднее влияние ($5 \text{ мм}^{-1}/\text{мкм}$).

Допуски на децентрировку могут быть назначены по смещению интерференционного максимума с оптической оси (рис. 5.3). Для сравнения крестиками отмечены передаточные коэффициенты, полученные по геометрической методике [1].

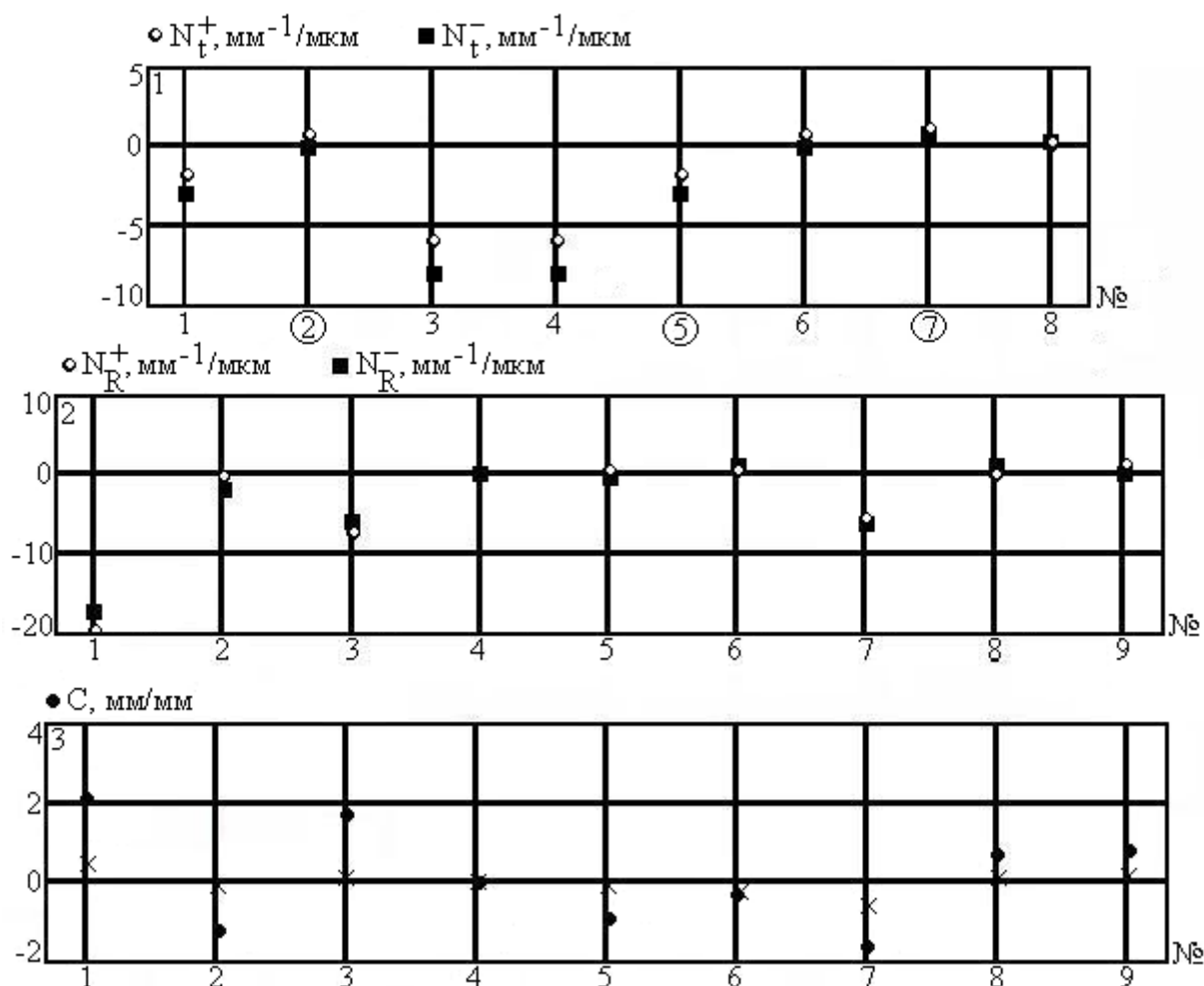


Рис. 5. Передаточные коэффициенты погрешностей параметров объектива.
 1 – толщин и промежутков (кружочком отмечены номера воздушных промежутков),
 2 – радиусов кривизны, 3 – децентрировок поверхностей

Заключение

Проведенный анализ влияния дифракции на назначение допусков относится к осевому положению точки предмета. Для полевых углов анализ затрудняется тем, что абберационное пятно оказывается сильно изрезанным абберационными интерференционными полосами. В этом случае для оценки параметра разрешающей способности требуется провести сглаживание абберационного шума. Для осевой же точки предмета предлагаемая методика назначения допусков наиболее приближена к реальности и при использовании MathCAD является достаточно эффективной и наглядной.

Литература

1. Вычислительная оптика: Справочник / Под общ. ред. М.М. Русинова. Изд. 2-е. – М.: Издательство ЛКИ, 2008. – 424 с.
2. Смирнов А.П. Модель оптической системы в среде MathCAD. // Изв. вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 4. – С. 56–62.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1975. – 855 с.
4. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов: Учебное пособие. – СПб.: Политехника, 2007. – 579 с.: ил.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

И.Г. Дейнека, О.А. Шрамко, С.А. Тараканов

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.К. Мешковский

В работе изучается магнитооптический эффект Фарадея в образце магнитоактивного стекла, находящегося в однородном продольном магнитном поле. На основании данных, полученных с помощью созданной лабораторной установки, вычисляется постоянная Верде для исследуемого образца.

Введение

В современной науке и технике широко применяются оптические свойства веществ. В частности, большой интерес представляет магнитооптический эффект Фарадея, суть которого заключается в повороте плоскости поляризации луча света, проходящего через прозрачную среду, находящуюся в магнитном поле. Данное явление приобрело большое значение для физики полупроводников при измерениях эффективной массы носителей заряда. Эффект Фарадея используется при исследованиях степени однородности полупроводниковых пластин, имеющих целью отбраковку дефектных экземпляров. Это явление лежит в основе работы амплитудных и фазовых невзаимных элементов, а также большинства высокоточных оптических датчиков тока и магнитного поля.

Целями исследования являются изучение эффекта Фарадея в оптически активном стекле, измерение постоянной Верде для этого материала, получение навыков сборки и настройки оптических систем, проведения экспериментов и моделирования физических процессов. В результате работы собрана лабораторная установка, зарегистрировано влияние магнитного поля на распространяющееся в стекле излучение, произведено измерение угла поворота плоскости поляризации света и определена постоянная Верде используемого стекла.

Теоретическая часть

Основные свойства эффекта

Продольный магнитооптический эффект Фарадея заключается во вращении плоскости поляризации луча света, проходящего через прозрачную среду, находящуюся в магнитном поле. Показатели преломления для лево- и для правоциркулярного света при наличии магнитного поля будут различны, что и вызывает вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света. Угол поворота плоскости поляризации света после прохождения оптически активной среды описывается соотношением

$$\alpha = \nu H l,$$

где ν – постоянная Верде, l – длина пути света в веществе (толщина образца), а H – напряженность магнитного поля. Постоянная Верде зависит от свойств вещества, длины волны света и температуры. Знак угла поворота плоскости поляризации не зависит от направления распространения света (по полю или против поля). Поэтому многократное прохождение света через среду, помещенную в магнитное поле, приводит к возрастанию угла поворота в соответствующее число раз. Изменение направления магнитного поля, напротив, изменяет направление вращения на обратное. Эта особенность нашла применение при конструировании невзаимных оптических устройств (например, в системах управления излучением) [1].

Магнитооптический эффект Фарадея с точки зрения классических представлений

С феноменологической точки зрения эффект Фарадея, по аналогии с естественной активностью, объясняется тем, что показатели преломления n_+ и n_- для света, поляризо-

ванного право- и левовращающе, становятся различными при помещении оптически неактивного вещества в магнитное поле. Детальная интерпретация эффекта Фарадея возможна лишь на основе квантовых представлений [2]. Конкретный механизм явления может быть несколько различным в разных веществах и в разных областях спектра. Однако, с точки зрения классических представлений, эффект Фарадея всегда связан с влиянием на дисперсию вещества частоты

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc},$$

с которой оптические электроны совершают ларморовскую прецессию вокруг направления магнитного поля, и может быть получен на основе классической теории дисперсии. В диэлектриках в видимой области спектра дисперсия определяется связанными электронами, которые совершают вынужденные колебания под действием электрического поля световой волны. Вещество рассматривается как совокупность таких классических осцилляторов. Тогда, записав и решив уравнение движения электронов отдельно для лево- и правовращающе поляризованной волны, можно получить выражение для угла поворота плоскости поляризации в виде

$$\psi = \frac{2\pi Ne^3 \omega^2 Hd}{nm^2 c^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2} = V Hd, \quad (1)$$

где V – постоянная Верде. Она описывается следующим выражением:

$$V = \frac{2\pi Ne^3 \omega^2}{nm^2 c^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2},$$

где e – заряд электрона, m – масса электрона, N – концентрация электронов, ω – частота света, c – скорость света в вакууме, ω_0 – собственная частота осциллятора.

Практические применения эффекта Фарадея

Эффект Фарадея приобрел большое значение для физики полупроводников при измерениях эффективной массы носителей заряда. Эффект Фарадея очень полезен при исследованиях степени однородности полупроводниковых пластин, имеющих целью отбраковку дефектных пластин. Для этого проводится сканирование по пластине узким лучом-зондом от инфракрасного лазера. Те места пластины, в которых показатель преломления и, следовательно, плотность носителей заряда отклоняются от заданных, будут выявляться по сигналам фотоприемника, регистрирующего мощность прошедшего через пластину излучения.

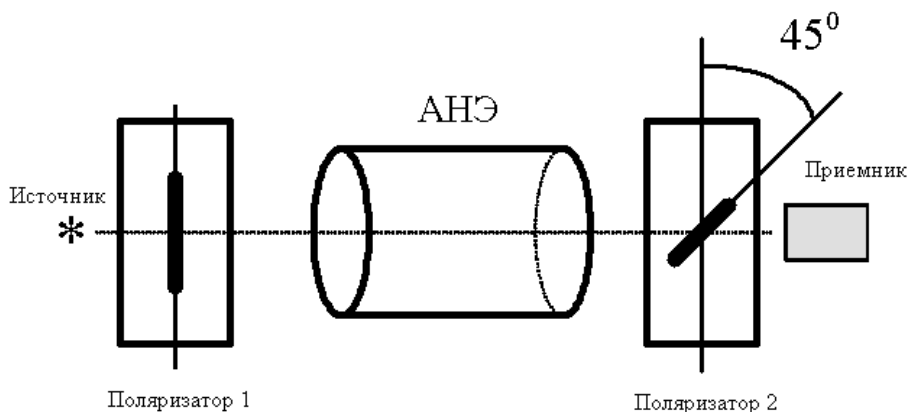


Рис. 1. Амплитудный невзаимный элемент

Рассмотрим теперь амплитудные и фазовые невзаимные элементы (АНЭ и ФНЭ) на основе эффекта Фарадея. В простейшем случае оптика АНЭ состоит из пластинки

специального магнитооптического стекла, содержащего редкоземельные элементы, и двух пленочных поляризаторов (см. рис. 1).

Плоскости пропускания поляризаторов ориентированы под углом 45° друг к другу. Магнитное поле создается постоянным магнитом и подбирается так, чтобы поворот плоскости поляризации стеклом составлял 45° . Тогда на пути «вперед» вся система будет прозрачной, а на пути «назад» – непрозрачной, т.е. она приобретает свойства оптического вентиля. ФНЭ предназначен для создания регулируемой разности фаз двух линейно поляризованных встречных волн. Он нашел применение в оптических датчиках тока и магнитного поля. ФНЭ состоит из пластинки магнитооптического стекла и двух пластинок $\lambda/4$, вносящих разность фаз $\pi/2$ и $-\pi/2$. Магнитное поле, как и в АНЭ, создается постоянным магнитом. На пути «вперед» линейно поляризованная волна, прошедшая пластинку, преобразуется в циркулярно поляризованную с правым вращением, затем проходит магнитооптическую пластинку с соответствующей скоростью и далее через вторую пластинку $\lambda/2$, после чего линейная поляризация восстанавливается. На пути «назад» получается левциркулярная поляризация, эта волна проходит магнитооптическую пластинку со скоростью, отличающейся от скорости правоциркулярной волны, и далее преобразуется в линейно поляризованную. Введя ФНЭ в кольцевой лазер, мы обеспечиваем разность времен обхода контура встречными волнами и вытекающую отсюда разность их длин волн [3].

Практическая часть

Основной целью работы является наблюдение магнитооптического эффекта Фарадея при помощи экспериментальной установки и измерение постоянной Верде исследуемого магнитооптического стекла (вид и схема установки приведены соответственно на рис. 2 и рис. 3).

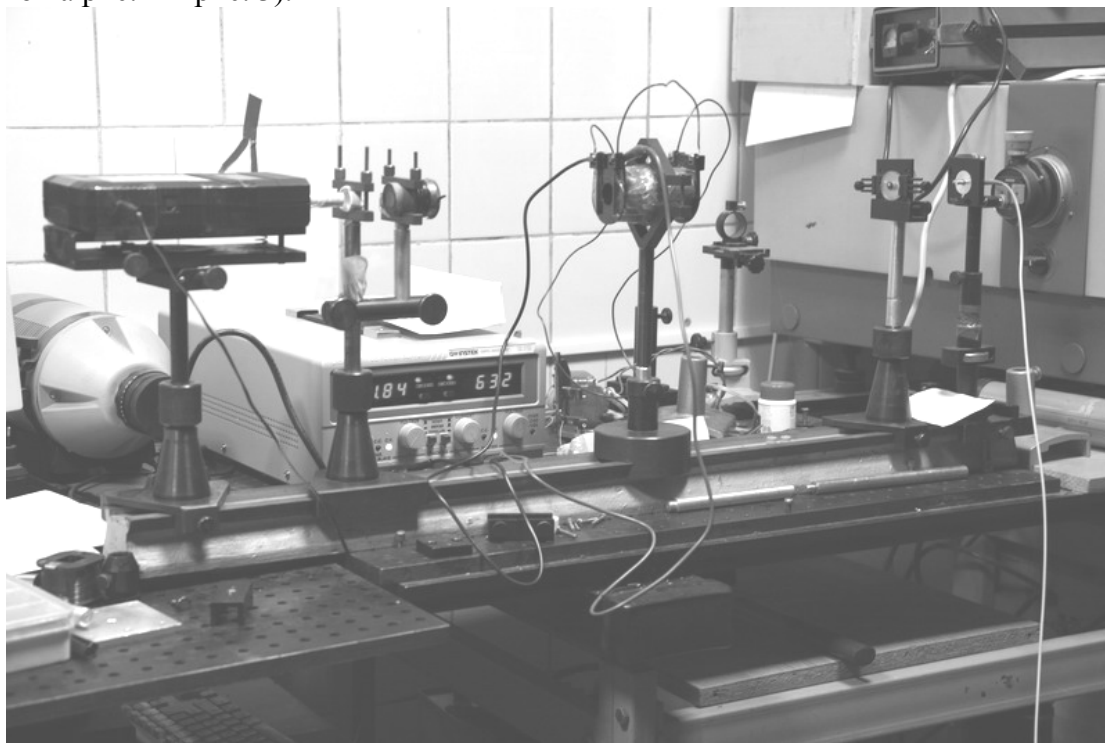


Рис. 2. Внешний вид лабораторной установки

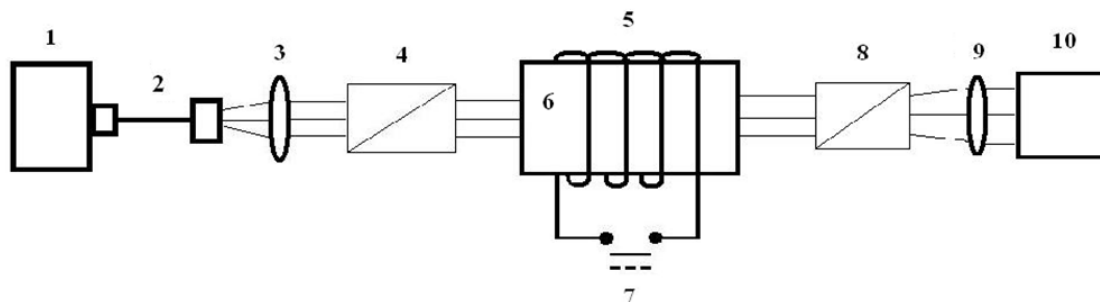


Рис. 3. Принципиальная схема лабораторной установки

Источником излучения служит He-Ne лазер <1>, излучающий свет с длиной волны $\lambda_0 = 632$ нм. Это излучение вводится в оптический патчкорд <2>, заканчивающийся коллиматором <3>. После этого практически параллельный пучок света попадает на неподвижный поляризатор <4>, пропускающий только одну поляризацию. Затем свет проходит через исследуемый образец стекла <6>, находящийся в магнитном поле. Магнитное поле в стекле практически однородно и направлено вдоль распространения света. Источником магнитного поля является катушка с током <5>. Ток в катушке обеспечивается источником постоянного напряжения <7>. Далее излучение проходит через анализатор <8>, установленный во вращающейся оправке со шкалой углов, проходит через коллиматор <9> и регистрируется фотоприемником <10>.

В работе измерение постоянной Верде производится следующим образом. Рассмотрим два режима работы установки: без тока (режим 1) и с током (режим 2). Интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, по закону Малюса зависит от α – угла между осями пропускания поляризаторов друг относительно друга:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha, \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность света, прошедшего через поляризатор <2>. Эта формула справедлива при отсутствии тока в катушке (режим 1). В режиме 2 внешнее магнитное поле вносит дополнительный сдвиг поляризации излучения, $\Delta\alpha$, и формула (2) приобретает вид

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2(\alpha + \Delta\alpha). \quad (3)$$

При помощи экспериментальной установки производится измерение интенсивности I в зависимости от угла между осями поляризаторов в двух режимах: при выключенном токе и при включенном токе. Используя снятые значения, строятся две кривые и аппроксимируются функциями вида $\Psi = \text{const} \cdot \cos^2(\alpha + \kappa_1)$ (для режима 1) и $\Psi = \text{const} \cdot \cos^2(\alpha + \kappa_2)$ (для режима 2). Расстояние между кривыми по оси абсцисс (ось углов) есть $\Delta\alpha$, т.е. угол, на который поворачивается плоскость поляризации при действии магнитного поля, $\Delta\alpha$ находится как разница между коэффициентами κ_1 и κ_2 .

Воспользовавшись соотношением (1), можно найти значение постоянной Верде.

Результаты измерений

Данные, используемые при расчете:
длина магнитооптического стекла $L_{\text{кат}} = 8$ см; число витков в катушке $N = 4000$.

Необходимые константы и формулы:

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}; \quad B = \mu_0 \frac{IN}{L_{\text{кат}}},$$

где I – ток в катушке, B – индукция магнитного поля.

На практике постоянную Верде принято измерять в мин/(Э·см). В работе используется ток силой 1,5 А. Тогда, вычисляя модуль индукции магнитного поля [Тл], получим напряженность магнитного поля [Э]:

$$B = 4\pi \times 10^{-7} (\text{Гн/м}) \cdot \frac{1,5(\text{А})4000}{0,08(\text{м})} \approx 0,0942 \text{ Тл}, \text{ соответственно, } H = 942 \text{ Э}.$$

Экспериментальные данные представлены в таблице. В ней использованы следующие обозначения: Φ – угол между плоскостями поляризации поляризаторов; I_{BT} – интенсивность излучения, регистрируемого фотоприемником в случае, когда ток отключен; I_{CT} – интенсивность излучения, регистрируемого фотоприемником в случае, когда ток включен.

№ изм.	Φ (град.)	I_{BT} (нВт)	I_{CT} (нВт)
1	0	4200	4176
2	15	3936	3522
3	30	3297	2680
4	45	2195	1467
5	60	1199	607
6	75	403	91
7	90	35	63
8	105	137	507
9	120	770	1428
10	135	1762	2492
11	150	2802	3393
12	165	3590	3890
13	180	3940	3896
14	195	3855	3450
15	210	3206	2577
16	225	2234	1559
17	240	1354	755
18	255	555	222
19	270	158	205
20	285	311	701
21	300	911	1529
22	315	1799	2478
23	330	2728	3311
24	345	3563	3875
25	360	3967	3888

Таблица. Данные, полученные при эксперименте

Используя математический пакет MathCad, на основании таблицы экспериментальных данных и формулы (3) произведен расчет и усреднение величины угла поворота плоскости поляризации (полученные точки и аппроксимирующие кривые показаны на рис. 4): $\Delta\phi = 0,18 \text{ рад} = 10,313^\circ$.

Постоянная Верде находится следующим образом:

$$V = \frac{\Delta\phi 60}{HL_{\text{кат}}}, \text{ } H = 942 \text{ Э}, I = 1,5 \text{ А}.$$

$$\text{Подставляя значения, получаем } V = \frac{10,313 \cdot 60}{942 \cdot 8} = 0,082 \frac{\text{мин}}{\text{Э} \cdot \text{см}}.$$

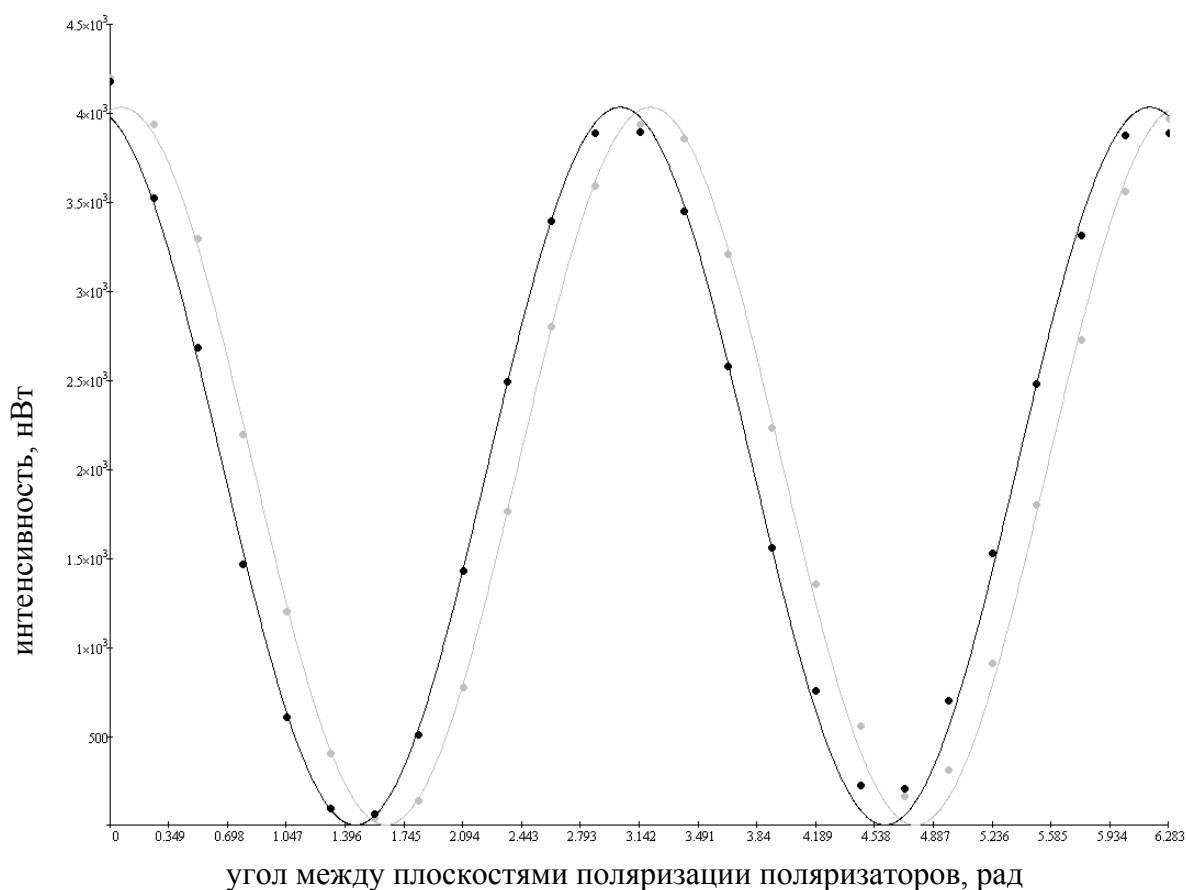


Рис. 4. Экспериментальные точки и аппроксимирующие кривые. Светлые точки и светлая аппроксимирующая кривая соответствуют работе установки в режиме 1, темные точки и темная кривая – работе в режиме 2.

Заключение

В работе исследован эффект Фарадея в магнитооптическом стекле, а также измерена величина постоянной Верде для этого материала. В результате работы собрана лабораторная установка, зарегистрировано влияние продольного магнитного поля на распространяющееся в стекле излучение. Произведено измерение угла поворота плоскости поляризации света и постоянной Верде используемого стекла. Экспериментально полученные в ходе проведения опыта данные хорошо согласуются с аппроксимационными кривыми. Найденная величина постоянной Верде ($0,082 \text{ мин}/(\text{Э}\cdot\text{см})$) наиболее близка по значению к величине постоянной Верде, соответствующей стеклу марки Corning 8363 ($0,9 \text{ мин}/(\text{Э}\cdot\text{см})$).

Литература

1. Калитиевский Н.И. Волновая оптика: Учебное пособие. 4-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2006. – 480 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Учеб. пособие для вузов. В 5 т. Т. IV. Оптика. – 3-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 729 с.
3. Физическая энциклопедия. Т.2 / Л.И. Абалкин, И.В. Абашидзе, С.С. Аверинцев и др.; под ред. А.М. Прохорова – М.: Издательство «Советская энциклопедия», 1990. – С. 701–703.

ФТОРИД КАЛЬЦИЯ ДЛЯ ФОТОЛИТОГРАФИИ

М.А. Крутов, И.А. Миронов, В.М. Рейтеров, Е.А. Гарибин, А.А. Демиденко

**(Научно-исследовательский и технологический институт
оптического материаловедения, ГОИ)**

Научный руководитель – д.т.н., профессор Ю.А. Гатчин

Совершенствование технологии выращивания монокристаллов фторида кальция: получения наилучших характеристик пропускания в ВУФ-области спектра, достижение минимальных значений двулучепреломления.

Введение

Высокая прозрачность фторида кальция в ВУФ-области в сочетании с рядом специфических особенностей этого оптического материала (устойчивость к действию фторирующих сред и атмосферной влаги, повышенная лучевая прочность и способность к формированию высококачественных оптических поверхностей при механической обработке) позволяет рассматривать его как весьма перспективную среду для целого ряда новых специальных применений, прежде всего, для создания нового поколения высокоразрешающих фотолиграфических установок, работающих с использованием эксимерных лазеров с длиной волны 193 нм.

Разработки в этой области с целью достичь разрешения 0,18 мкм при $\lambda=193$ нм интенсивно ведутся начиная с 1996 г. Для изготовления оптических элементов фотолиграфической установки требуется оптический материал с предельно высокими требованиями к оптическим характеристикам в ВУФ-области спектра, также важными являются высокие требования, предъявляемые к оптической однородности, двулучепреломлению, кристаллической ориентации и стойкости под воздействием эксимерного лазера. Это стимулировало работы по совершенствованию технологии выращивания монокристаллов фторида кальция. Основными задачами, поставленными при решении задач по совершенствованию технологии, являются: получение наилучших характеристик оптического пропускания в ВУФ-области спектра (120–250 нм), достижение минимальных значений двулучепреломления (0,5–2 нм/см).

Характеристики в ВУФ-области спектра

К оптическим характеристикам в ВУФ-области спектра относится показатель оптического поглощения в области спектра 120–250 нм. Показатель поглощения контролируется по контрольным образцам по ОСТ-6410-88 [1] в ВУФ-области спектра при помощи монохроматора (типа ВМР-2). Основным этапом технологии, влияющим на показатель поглощения, является стадия подготовки исходного материала. Исходный материал представляет собой порошок белого цвета. Стадия подготовки исходного сырья представляет собой различные способы очистки сырья от посторонних примесей. Основной примесью, влияющей на показатель поглощения в ВУФ-области спектра, является наличие кислорода [2]. Именно наличие кислорода в исходном сырье дает мощные полосы на 150 нм и на 193 нм (пример приведен на рис. 1). Очистка исходного сырья от кислорода производится при помощи фторирующих агентов. Фторирующие агенты – это вещества, при помощи которых из состава фторида кальция убивается кислород и замещается фтором.

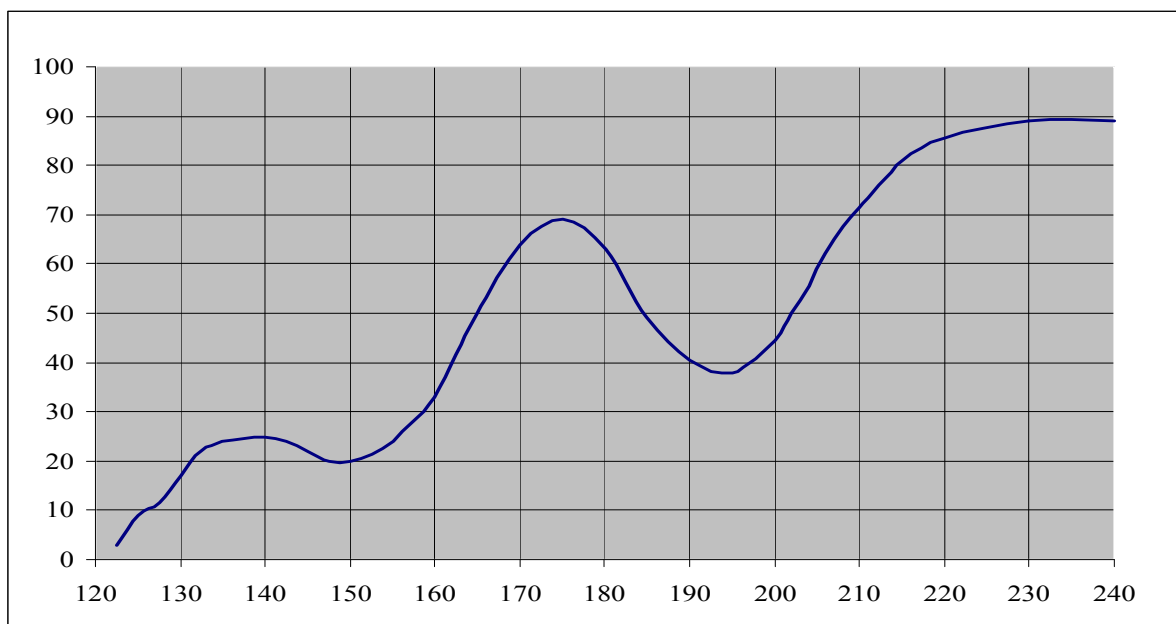


Рис. 1. Полосы, свидетельствующие о наличии кислорода

Известная технология использует фторид свинца для достижения поставленной задачи. Технологический процесс очистки исходного фторида кальция включает следующие стадии: в очищенные графитовые тигли помещают исходное сырье с добавлением фторида свинца; далее тигли помещают в вакуумную печь, которую откачивают до давления 5×10^{-6} ; после этого вакуумную печь нагревают до нужных температур с помощью регулирования мощности нагрева. Пример реакции использования фторида свинца приведен в формуле (1). Оксид свинца, получаемый при данной реакции, имеет газообразную форму, дальнейшее удаление оксида свинца приведено в формуле (2).



Свинец в твердом виде осаждается на холодных частях установки, а оксид углерода удаляется за счет вакуумирования установки.

Исследование оптического материала, полученного таким способом, показали, что использование фторида свинца для получения высоких показателей поглощения не является приемлемым. На практике выяснилось, что свинец не удается полностью удалить из исходного сырья, и наличие свинца дает мощные полосы на 153 нм и на 206 нм (рис. 2). Наличие этих полос не позволяют применять такую технологию очистки сырья от кислорода для дальнейшего применения. Данный фактор вынудил к поиску другого фторирующего агента.

В качестве альтернативного фторирующего агента был предложен реагент под названием хладон (CF_4). Хладон представляет собой газообразное вещество, хранящееся под давлением в баллонах. Пример реакции использования хладона приведен в формуле (3). Проведя серию экспериментов по фторированию исходного сырья фторида кальция, получена совершенно новая технология очистки сырья фторида кальция от кислорода. Разработка новой технологии потребовала изготовления совершенно нового типа вакуумной установки (схема вакуумной установки для фторирования с помощью CF_4 приведена на рис. 3).

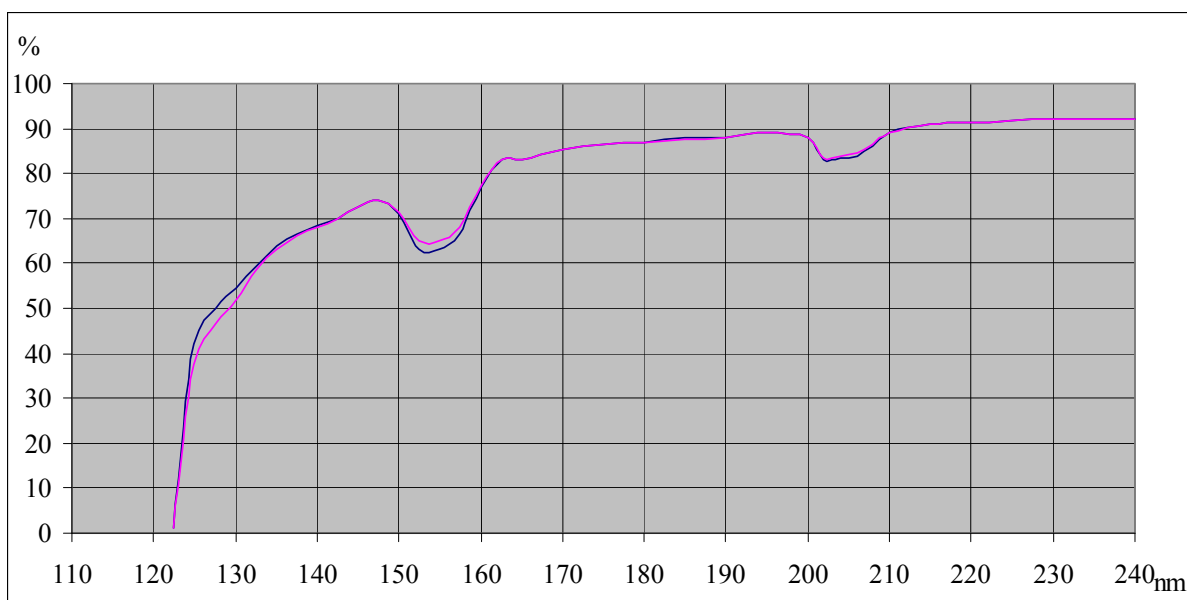


Рис. 2. Полосы, свидетельствующие о наличии свинца

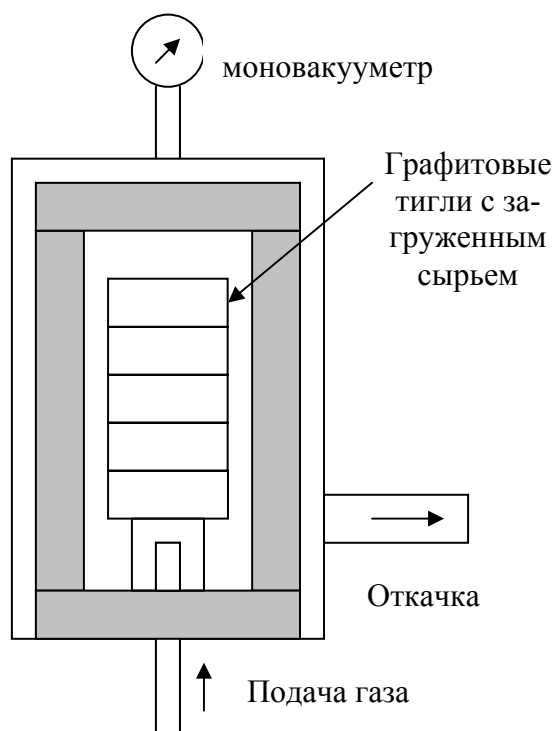


Рис. 3. Схема фторирующей установки



Суть разработанной технологии заключается в следующем.

В графитовые тигли засыпается порошкообразный порошок (исходный фторид кальция), для повышения загрузочной навески порошок уплотняется. Далее загруженные тигли помещают в вакуумную установку, которая откачивается до давления 5×10^{-6} . Затем вакуумную установку нагревают до температуры 300–500°C, эта стадия необходима для удаления влаги из исходного фторида кальция. После этого в установку запускается хладон, с этого и начинается стадия фторирования. Были опробованы разные режимы фторирования – как

динамический (через установку в динамике пропускается хладон с различным расходом газа), так и статический (в установку напускается газ с определенным давлением). Установку с напущенным газом нагревают до температур 1000–1300°C, во время нагрева и происходит фторирующая реакция, приведенная в формуле (3). После проведения серии экспериментов было установлено, что оптимальным режимом для фторирования фторида кальция с помощью хладона является статический режим напуска газа до давления 0,2 атмосферного, выдержка 10–12 часов с последующим вакуумированием установки до давления 5×10^{-6} . Причем практика показала, что таких циклов должно быть как минимум пять. Для контроля показателя поглощения исходный материал был расплавлен в газовой среде. Полученный спектр приведен на рис. 4. При сравнении двух спектров (рис. 1 и рис. 4) видно, что фторирующая реакция прошла успешно, но остались мощные полосы на 132 нм и 142 нм. Наличие этих полос было связано с наличием окислов углерода, которые высвобождаются из реакции (3).

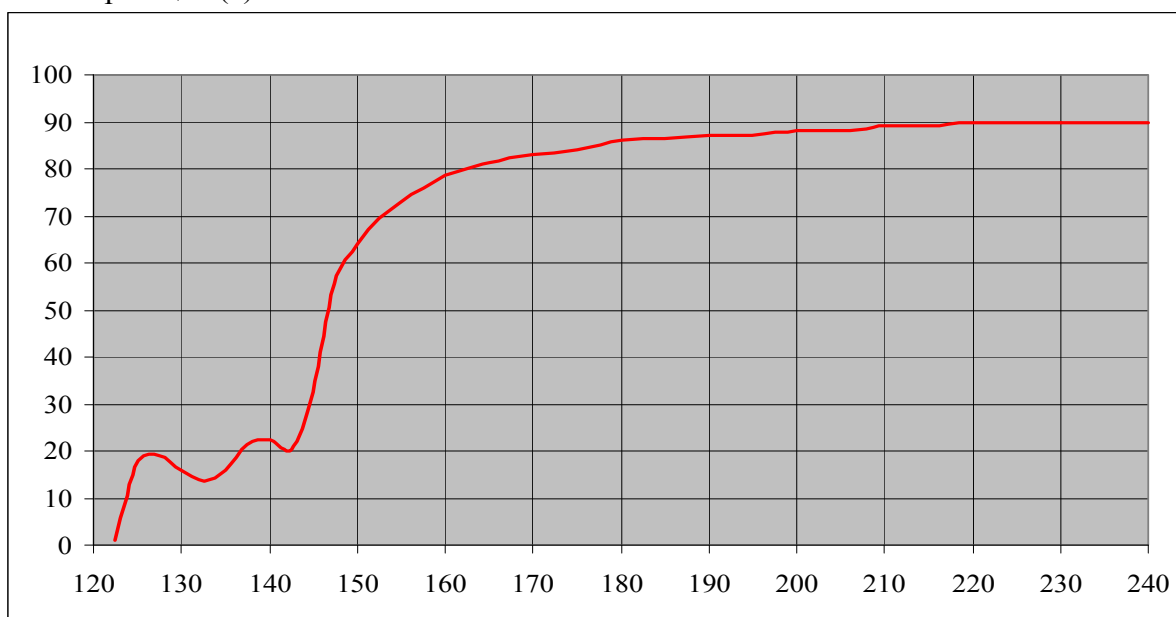


Рис. 4. Полосы, свидетельствующие о наличии оксида углерода

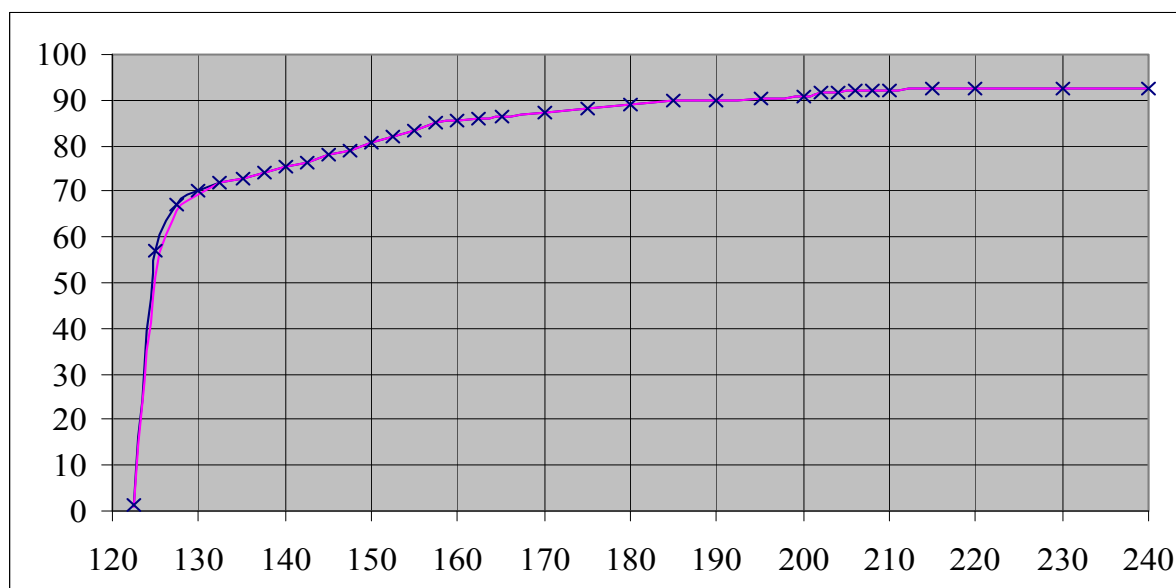


Рис. 5. Спектр пропускания, полученный в результате проделанной работы

Для освобождения от окислов углерода было принято решение расплавлять отфторированный фторид кальция в вакууме при давлении $<5 \times 10^{-5}$. Полученный спектр пропускания приведен на рис. 5, из спектра видно, что поставленная задача была решена.

Характеристики двулучепреломления и кристаллической ориентации

Двулучепреломление определяют на поляриметре по ГОСТ 3519-91 [3]. Измерения проводят в рабочем направлении в месте наибольшего просветления. Метод основан на измерении угла поворота анализатора поляризационного измерительного компенсатора, необходимого для компенсации разности при двулучепреломлении в оптическом материале, когда поляризатор и анализатор находятся в скрещенном положении и образуют угол 45° с направлением главных напряжений.

Существующая технология выращивания кристаллов фторида кальция представляет собой кристаллизацию из расплава методом Стокборгера с последующим отжигом кристаллов [4–6]. В основу разработки новой технологии были положены следующие заключения, вытекающие из многочисленных экспериментальных данных, полученных при выращивании кристаллов фторида кальция:

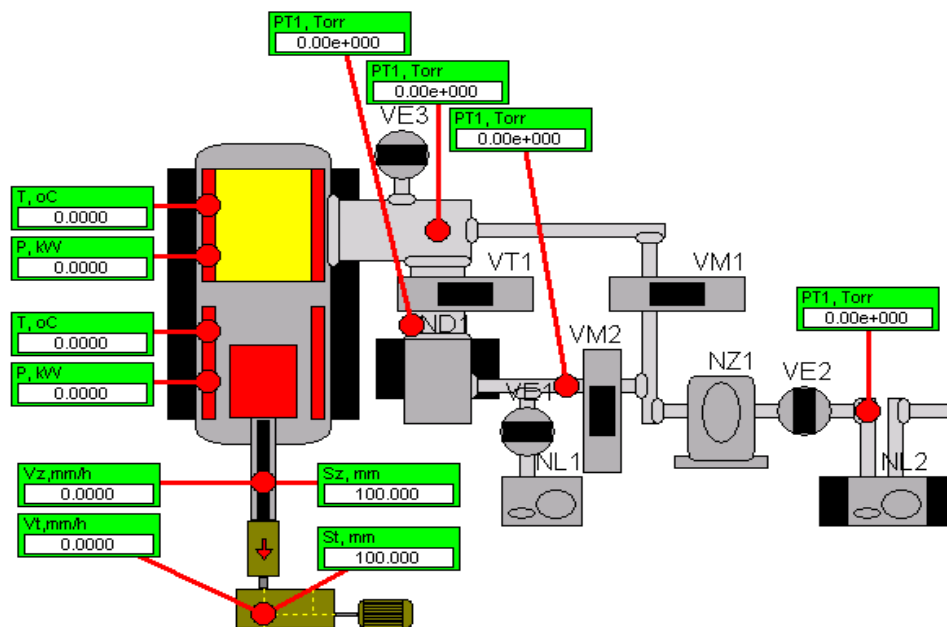
- напряжения возникают, если изменение температуры кристаллов происходит с такой скоростью, при которой структура кристалла не успевает придти в равновесное состояние;
- наличие достаточно больших градиентов температур в кристаллах (особенно в радиальном направлении) способствует возникновению напряжений;
- напряжения в растущем кристалле зависят от характера осевого распределения температуры; теоретическая зависимость вида остаточных напряжений, возникающих в ходе роста кристаллов [7], показывает, что при линейном градиенте напряжения должны отсутствовать, при положительных отклонениях от линейности возникают напряжения сжатия на периферии и напряжения растяжения в центре, а при отрицательных отклонениях от линейности – напряжения растяжения на периферии и напряжения сжатия в центре;
- повторный нагрев (особенно в температурном поле с градиентом с другим направлением по сравнению с направлением градиента при росте) приводит к появлению малых (мозаика) или крупных (блоки) участков с различной ориентацией кристаллической решетки;
- длительный повторный отжиг в вакууме (особенно в открытом контейнере, т.е. при давлении пара ниже равновесного) приводит к нарушению стехиометрии, повышению концентрации дислокаций и точечных дефектов.

Эти положения послужили основой для разработки процесса выращивания ненапряженных кристаллов непосредственно в процессе выращивания без применения повторного нагрева с целью отжига кристаллов. Для достижения поставленной задачи была разработана новая вакуумная установка, имеющая два нагревателя (рис. 6).

Использование второго нагревателя позволило реализовать оптимальный тепловой градиент (рис. 7). Экспериментально было обнаружено, что ненапряженные (0,5–2,0 нм/см) кристаллы получаются при создании в печи теплового поля, обеспечивающего охлаждение кристаллизующего материала при линейном осевом градиенте 20–50°C/м и при отсутствии (или минимальном) радиальном градиенте в зоне охлаждения.

Технологический процесс выращивания монокристаллов включает кристаллизацию из расплава и отжиг кристаллов с последующим охлаждением в вакуумной печи путем непрерывного перемещения тигля с расплавом из зоны кристаллизации в зону отжига при независимом регулировании режимов обеих зон. Между зоной кристаллизации и зоной

отжига поддерживают перепад температур 250–450°C при градиенте 8–12°C/см, перемещение тигля с кристаллизующим веществом из зоны кристаллизации в зону отжига осуществляют со скоростью 1–3 мм/час, в которой вначале выдерживают при температуре 1100–1300°C в течение 20–40 часов, затем охлаждают со скоростью 2–4°C/час до 950–900°C, затем охлаждают со скоростью 5–8°C до 300°C, после чего охлаждают инерционно.



Furnace # 24 Scheme

Рис. 6. Схема разработанной установки с двумя нагревателями

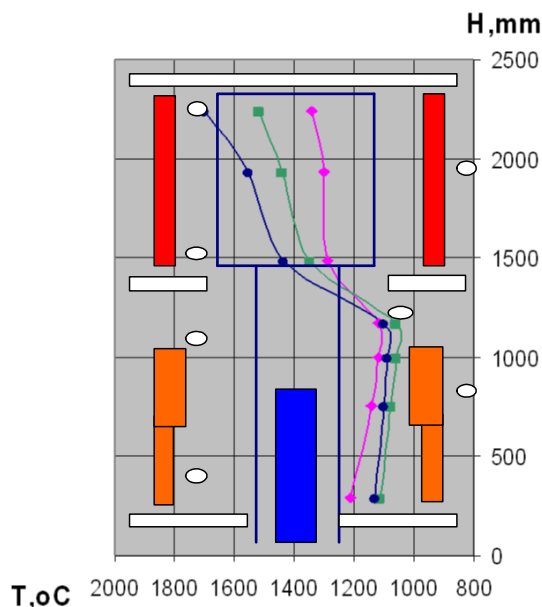


Рис. 7. Распределение температур в системе с двумя нагревателями

Требуемый режим обеспечивается при создании и поддержании в зоне кристаллизации температуры $1500 \pm 50^\circ\text{C}$, а в зоне отжига в верхней ее части поддерживают температуру 1100–1300°C, а в нижней части – на 20–50°C меньше. В очищенный графитовый тигель насыпают предварительно очищенный фторид кальция. Тигель помещают в ростовую установку с системой нагревателей и теплоотводов с образованием двух зон: кри-

сталлизации и отжига, разделенных между собой с помощью теплоизоляции и экрана. Тигель устанавливают на штоке перемещения привода с программным управлением. Зоны кристаллизации и отжига обеспечиваются отдельным регулированием. Всю установку герметизируют и вакуумируют до давления 5×10^{-6} мм рт.ст., после чего нагревают до нужных температур с помощью регулирования мощности нагрева. В верхней зоне – зоне кристаллизации – температуру доводят до 1500°C и выдерживают при этой температуре в течение 30 часов, достигая тем самым полного расплавления шихты, гомогенизации и очистки от включений. Затем начинают медленное опускание тигля с расплавом со скоростью 1–3 мм/час в зону отжига. Между зонами кристаллизации и отжига обеспечивается градиент $8\text{--}12^\circ\text{C}/\text{см}$. Такой градиент обеспечивает отсутствие периферийного зарождения блоков и рост монокристалла на расположенную в дне тигля затравку требуемой ориентации.

Перемещение тигля из зоны кристаллизации в зону отжига происходит в течение 370–450 часов. После попадания тигля с расплавом в зону отжига в ее верхней части с температурой порядка 1200°C производится выдержка в течение 30 часов для кристаллов с диаметром 300 мм. Затем охлаждение регулируют со скоростью $3^\circ\text{C}/\text{час}$ до достижения температуры 900°C и далее со скоростью $7^\circ\text{C}/\text{час}$ до 300°C . После этого нагрев отключают, и происходит инерционное охлаждение всей установки, которое занимает ~ 70 часов.

Весь процесс выращивания кристаллов занимает, как правило, 45 дней. Выход годного сырья на стадии выращивания заготовок – 25%. Потери (75%) связаны с отбраковкой после контроля на наличие пузырей и включений в объеме, границ блоков, микроблочной разориентации, двулучепреломления, оптической однородности. Высокая лазерная стойкость и низкий уровень люминесценции достигались применением исходного сырья с содержанием микропримесей щелочных металлов, редкоземельных металлов на уровне 0,1 ppm.

Заключение

В результате проделанной работы была усовершенствована технология выращивания кристаллов фторида кальция и получены ориентированные по оптической оси (111) монокристаллы с габаритами до 300 миллиметров в диаметре, с поглощением на 193 нм не более $0,0005 \text{ см}^{-1}$ и низкими напряжениями (двулучепреломление $0,5\text{--}2,0 \text{ нм}\backslash\text{см}$). Полученные результаты позволяют использовать фторид кальция в оптических элементах фотолиграфической установки.

Литература

1. ОСТ 6410-88. Материалы оптические. Метод определения спектрального показателя ослабления.
2. A. Molchanov, O. Graebner, G. Wehrhan, J. Friedrich, G. Mueller. Optimization of the growth of CaF_2 crystals by model experiment and numerical simulation. *J. Korean Crystal Growth and Technology* 13 (2003) 15–18.
3. ГОСТ 3519-91. Материалы оптические. Метод определения двулучепреломления.
4. Ценовицер Е.В. Кристаллизация фтористого кальция из расплава. // *Ж. физ. химии*. – 1937. – Т.10. – В. 1. – С. 88–95.
5. Строкбаргер Д. Искусственный флюорит. // *J. Opt.Soc.Fmer.* – 1949. – V. 39. – P. 731–740.
6. Гугенхейм Х. Выращивание высокосовершенных монокристаллов фторидов для оптических лазеров. // *J. Appl. Phys.* – 1963. – V. 34. – P. 2482–2489.
7. Инденбом В.Л. и др. Рост кристаллов. Т. 8. – М.: Наука, 1968. – С. 303–309.

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП С НОВЫМИ ФУНКЦИОНАЛЬНЫМИ ВОЗМОЖНОСТЯМИ

О.А. Барсуков

Научный руководитель – д.т.н., профессор М.Г. Томилин

Описываются принцип работы и новые возможности поляризационно-оптического микроскопа с использованием жидких кристаллов, позволяющего визуализировать распределение невидимых физических полей на поверхности изучаемого объекта.

Введение

Оптическая микроскопия является одним из наиболее информативных и наглядных методов исследований малых объектов. Существует много схем микроскопов, разработанных для изучения различных классов объектов и их свойств. Существующие оптические микроскопы позволяют наблюдать распределение освещенности при работе в проходящем или отраженном свете от поверхностей объекта. Поляризационные микроскопы расширяют эти возможности, позволяя исследовать структуру объектов и визуализировать распределение внутренних напряжений по степени и типу поляризации прошедшего через объект света.

Целью данной работы является описание устройства и принципа действия нового поляризационно-оптического микроскопа (ПОМ), позволяющего визуализировать на микроуровне некоторые физические поля объекта, например, поля сил молекулярных взаимодействий, электрические и магнитные поля. Так как поля объектов несут в себе информацию об их структуре, свойствах и внутренних процессах, то их визуализация является новым эффективным инструментом исследователя.

Разработка метода визуализации полей объектов методом жидких кристаллов (ЖК) ведется различными учеными в России и за рубежом более 20 лет. Работы Г. Бодена, Н. Барбера и З. Стругальского, а также М. Томилина и Э. Аэро по визуализации поверхностных и структурных дефектов заложили основы этого метода [1, 2]. Позднее метод был распространен на изучение биологических объектов для диагностики патологий. Эти исследования проводились как использование ЖК в качестве регистрирующих сред при изучении конкретных объектов. В данной статье предлагается объединить и развить теоретические и практические подходы к предыдущим исследованиям с целью создания нового универсального метода микроскопии, а также рассмотреть области его применения.

Теоретические основы взаимодействия жидких кристаллов с поверхностью

С оптической точки зрения ЖК представляют собой анизотропные жидкости с большой величиной оптической анизотропии. Они обладают необычными, а в ряде случаев уникальными свойствами по сравнению с традиционными оптическими материалами – возможностью плавного и локального управления оптическими характеристиками среды: светопропусканием, светорассеянием, поляризацией, преломлением, отражением, поглощением света, цветовыми параметрами. Это управление можно осуществлять электрическими, световыми сигналами; механическими, тепловыми, магнитными и даже химическими воздействиями [3].

Основными областями применения ЖК материалов являются дисплеи, оптические устройства и регистрирующие среды [4]. В ряде случаев эти области неразличимы.

Интенсивность света, прошедшего через слой нематических ЖК $I(x, y)$ определяется деформацией жидкокристаллической структуры и описывается уравнением (1) [4]:

$$I(x, y) = I_0 \sin^2 [\delta(x, y)/2]. \quad (1)$$

Фазовая задержка $\delta(x, y)$ определяет изменение интенсивности проходящего излучения $I(x, y)$ в зависимости от деформаций слоя ЖК в соответствии с выражениями (2)–(4):

$$\delta(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[-n_0 H + \int_0^H n(x, y) dy \right], \quad (2)$$

$$n(x, y) = [n_e^{-2} \sin^2 \varphi + n_o^{-2} \cos^2 \varphi]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$\nabla I(x) = \frac{\delta_0}{2} (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \sqrt{I_0^2 - I^2} \int_0^H n^3 \sin 2\varphi \nabla_x \varphi dy. \quad (4)$$

Здесь H – толщина слоя ЖК; $n(x, y)$ – показатель преломления деформированной области; n_0 – показатель преломления недеформированной области, n_e и n_o – показатели преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей, соответственно.

В отсутствие твист-деформации показатель преломления ЖК определяется (5):

$$n(x, y, z) = [2n_e \sin^2 \varphi(x, y, z) + 2n_o \cos^2 \varphi(x, y, z)]^{-1/2}, \quad (5)$$

где $\varphi(x, y, z)$ – угол отклонения молекул ЖК по отношению к нормали к длинной стороне молекулы. Обычно величина оптической анизотропии составляет 0,05–0,2, но предельные значения могут достигать 0,4. Это означает, что даже тонкие слои таких ЖК-материалов могут давать значительную фазовую задержку.

Примером расчета деформаций слоя ЖК в окрестности локальной структурной неоднородности (рис. 1) является выражение (6):

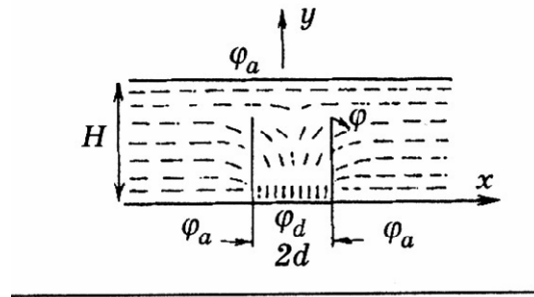


Рис. 1. Изменение пространственной ориентации молекул ЖК

$$\pi \frac{\varphi(x, y) - \varphi_a}{\varphi_d - \varphi_a} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh}(D - X) \operatorname{ctg} \frac{Y}{2}}{\operatorname{ch}(D - X) + 1} + \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Sh}(D + X) \operatorname{ctg} \frac{Y}{2}}{\operatorname{ch}(D - X) + 1}; \quad (6)$$

где $Y = \frac{\pi y}{H}$, $X = \frac{\pi x}{H}$, $D = \frac{\pi d}{H}$.

Данный пример иллюстрирует возможность использования регистрирующих слоев ЖК для визуализации структурных неоднородностей поверхности материалов.

Принцип действия микроскопа

В основе предложенного ПОМ лежит схема обычного поляризационно-оптического микроскопа с добавлением оптически анизотропного слоя ЖК (рис. 2). При самой простой реализации метода на прозрачный объект исследований, находящийся на пробном стекле, наносится тонкий слой ЖК. При этом молекулы ЖК ориентируются в слое в соответствии с распределением полей объекта. Поля могут быть обусловлены действием самых разных сил: поверхностного натяжения, межмолекулярных взаимодействий и других. После этого объект помещают на предметный столик и рассматри-

вают в микроскоп. Изменение ориентации молекул, вызванное деформацией слоя, приведет к изменению фазы проходящего света. При рассмотрении в ПОМ изменение фазы трансформируется в изменение освещенности в поле зрения. Достоинствами данного способа является очевидная простота реализации и наглядность метода.

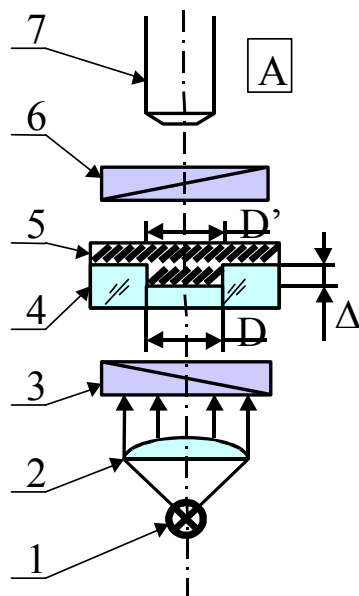


Рис. 2. Схема наблюдений. 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – поляризатор, 4 – предметный столик с объектом, 5 – тонкий слой нематических жидких кристаллов, 6 – анализатор, 7 – объектив микроскопа

Можно сказать, что это экспресс-метод неразрушающего контроля. Цветовой контраст получаемых изображений можно оптимизировать поворотом анализатора относительно поляризатора. Пространственное разрешение составляет величину порядка 2000 лин/мм и ограничено разрешающей способностью объектива микроскопа.

Если поместить объект в слое ЖК в однородное электрическое поле, то переориентация ЖК будет вызвана полем, являющимся результатом суперпозиции наложенного поля и собственного поля объекта. Реализация такой схемы наблюдений возможна с помощью электрооптической ячейки, представленной на рис. 3. Ячейка устанавливается на предметный столик и позволяет приложить к объекту как продольное, так и поперечное поле.

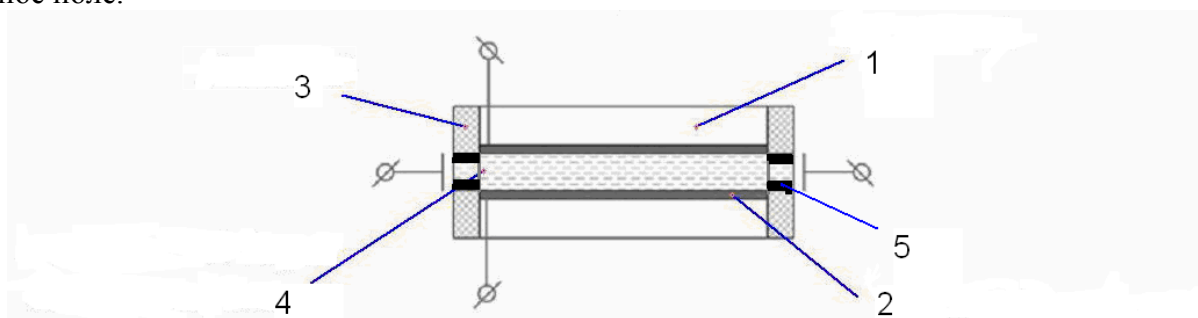


Рис. 3. Электрооптическая ячейка. 1 – плоское стекло, 2 – токопроводящий слой, 3 – корпус, 4 – слой нематического ЖК, содержащий образец, 5 – изолятор

Потенциальные возможности данного микроскопа разнообразны: структурные исследования поверхности объектов, визуализация двумерного распределения поверхностного натяжения и его неоднородностей; исследования биологических объектов (клеток, грибов, бактерий, вирусов, эритроцитов и др.); диагностика злокачественных новообразований; аналитическое определение следов взрывчатых веществ в растворах и др.

Предложенным методом можно модифицировать цифровой голографический микроскоп [5]. Цифровой голографический микроскоп (рис. 4) позволяет получать и регистрировать одновременно и амплитудное, и фазовое изображение объекта. Он представляется весьма эффективным для исследований в области биофотоники. Предложенные усовершенствования позволяют перенести указанные возможности микроскопа и на изображения полей объектов, что сильно расширяет его возможности.

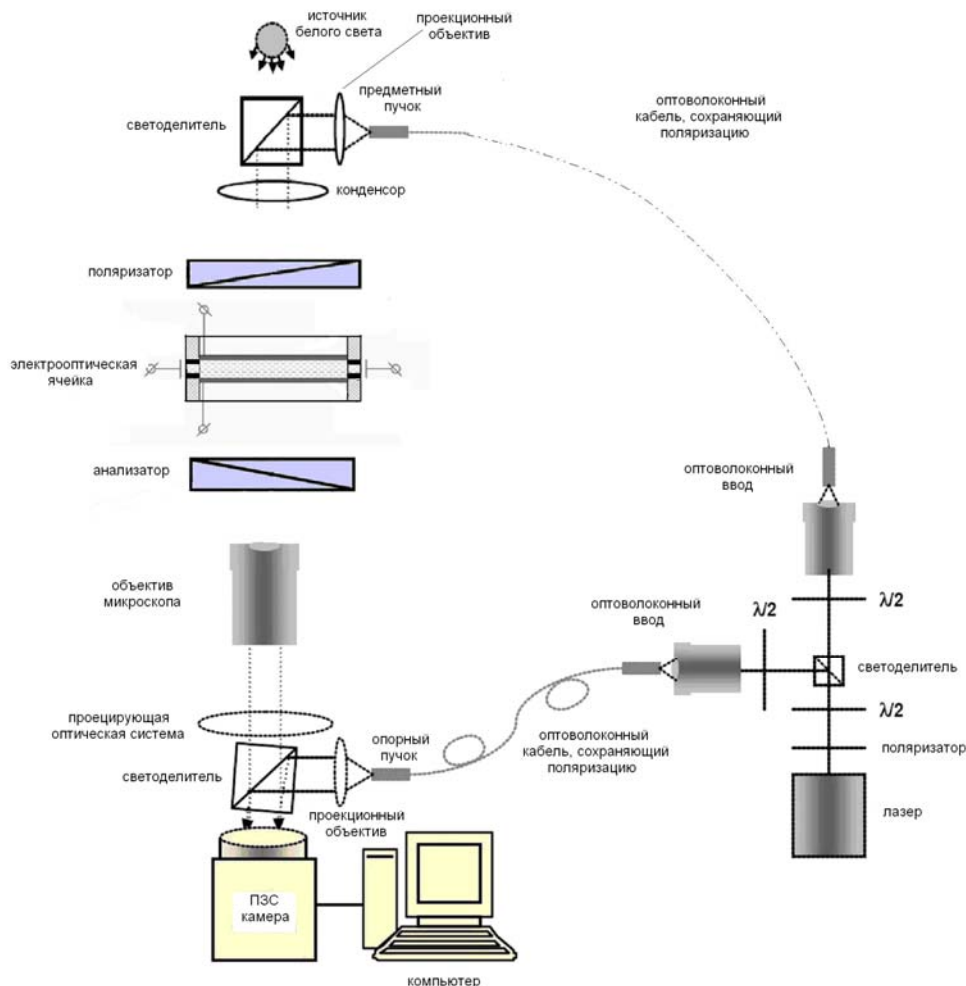


Рис. 4. Цифровой голографический микроскоп с жидкокристаллической ячейкой

Заключение

Поляризационно-оптический микроскоп с использованием нематических ЖК существенно расширяет функциональные возможности микроскопии, позволяя визуализировать невидимые физические поля на поверхности изучаемого объекта и кинетику их изменения. Основными достижениями можно считать возможность визуализации однородности структуры исследуемой поверхности в случае отсутствия внешнего Е-поля, а также возможности визуализации собственных Е-полей объекта в случае приложения внешних Е-полей. Отмеченные достижения открывают широкие возможности применения поляризационно-оптического микроскопа в материаловедении, нанотехнологиях и биофотонике.

Литература

1. Tomilin M.G., Soms L.N. New horizons of optical instruments opened by liquid crystal elements. Abstr. of 6 ECLC, Germany, Halle. 2001. 9P–22.

2. Томилин М.Г. Взаимодействие ЖК с поверхностью. – СПб: Политехника, 2001. – 325 с.
3. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука, 1978. 384с.
4. Aero E.L., Tomilin M.G. The application of LCs for nondestructive testing of optical materials, elements and systems. // Sov. J. Opt. Techn. – 1987. – № 8. – P. 50–59.
5. Björn Kemper, Daniel Carla, Alexander Höinka, Gert von Ballya, Ilona Bredebuschb, Jürgen Schnekenburgerb. Modular digital holographic microscopy system for marker free quantitative phase contrast imaging of living cells. SPIE Newsroom 10.1117/2.1200608.0364.

РАЗРАБОТКА БЕССВИНЦОВОГО РАДИАЦИОННО-СТОЙКОГО ТЯЖЕЛОГО ФОСФАТНОГО ФЛИНТА

П.С. Ширшнев

Научный руководитель – д.ф-м.н., профессор В.И. Арбузов
(Научно-исследовательский и технологический институт
оптического материаловедения, ГОИ)

Современные радиационно-устойчивые флинтные стекла содержат большое количество свинца. С точки зрения европейских стандартов и экологической чистоты производства наличие свинца в стеклах нежелательно. Авторами данной работы была сделана попытка заменить свинец в составе стекла на другой элемент при сохранении радиационно-оптической устойчивости стекла.

Введение

Актуальность разработки состава радиационно-стойкого бессвинцового флинтного стекла определяется растущими требованиями оптического приборостроения к устройствам для формирования и передачи изображения, обладающим повышенной радиационно-оптической устойчивостью (РОУ), а также растущими требованиями к экологической чистоте производства, что трудно осуществимо при наличии большого процента оксида свинца в составе изготавливаемых стекол. В настоящий момент смотровые радиационно-защитные окна «горячих» камер АЭС, в которых производится первичная механическая обработка отработанных тепловыделяющих элементов реакторов, строятся на основе силикатных флинтных стекол (в России – серий 100 и 200), которые отличаются интенсивной желтой окраской и невысоким пропусканием в видимой области спектра, что ухудшает их эксплуатационные свойства. На данный момент разработана технология производства бесцветных фосфатных стекол с высоким содержанием оксида свинца (40 мол. %), обладающих высокой РОУ и необходимыми защитными свойствами.

Радиационно-защитные стекла должны обладать определенным комплексом физико-химических и технологических свойств. Требуемая РОУ обеспечивается добавками элементов переменной валентности типа церия, сурьмы, мышьяка, ниобия. Добавки метафосфатов I–III групп улучшают спектральные и технологические свойства стекла, в том числе устойчивость к кристаллизации расплава в процессе снижения его температуры перед выработкой. Таким образом, в предыдущих работах НИТИОМ ВНИЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова» с помощью вышеперечисленных добавок был расширен не только рабочий спектральный диапазон, но и повышена химическая устойчивость стекла и его термостойкость [1]. Представляло интерес выяснить роль каждой из добавок в свинецсодержащих стеклах (здесь и далее под «добавками» понимаются оксиды ионов переменной валентности), а затем на основе полученных данных синтезировать бессвинцовое радиационно-устойчивое фосфатное стекло. Пределы варьирования количества оксидов ионов переменной валентности получены из прошлых работ НИТИОМ ВНИЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова» [1–3].

Постановка задачи

Ранее были получены оптимальные составы радиационно-стойких стекол с высоким содержанием свинца [1–3]. Обозначим их ТФФ2 и ТФФ3. Это стекла с 38 мол. % PbO, 0,4 CeO₂, 0,4 Sb₂O₃, 0,3 Nb₂O₅ для ТФФ2 и 0,8 мол. % CeO₂, 0,8 Sb₂O₃, 0,5 Nb₂O₅ для ТФФ3 при практически том же, что и в ТФФ2, содержании свинца. Данные составы были получены опытным путем, соответственно, вклад каждой из добавок в радиационную устойчивость стекла неизвестен. В [2] экспериментально выяснена роль добавок ионов переменной валентности при их содержании в пределах 0,4% для

окислов церия и сурьмы и 0,3 для оксида ниобия. Одним из оптимальных являлся состав, содержащий все добавки в указанных количествах (ТФФ2) – в этом случае наблюдалось минимальное приращение интегрального коэффициента наведенного радиацией поглощения. В предыдущих работах нет упоминаний о том, как влияет повышение концентрации ниобия, в том числе в сочетании с фиксированной концентрацией церия в составе, на радиационную устойчивость стекла.

Данная работа предусматривает восполнение указанного пробела в исследованиях влияния ионов переменной валентности на РОУ стекол.

Планировалось исследовать влияние различных концентраций оксида ниобия на радиационно-оптическую устойчивость стекла, влияние церия, влияние комбинаций добавок церия и ниобия. Затем предполагалось произвести эквимолекулярную замену свинца на барий в составе ТФФ2. Так как свинец является ионом переменной валентности, влияющим на радиационную устойчивость [4], представляло интерес выяснить, насколько изменится радиационная стойкость стекла при замене свинца на барий.

Результаты и их обсуждение

В ходе проделанной экспериментальной работы были сварены представленные в таблице 1 составы. Исходя из литературных данных, была выбрана оптимальная экспозиционная доза облучения в 10^5 Р.

№ п/п	№ состава	Концентрация добавок, мол. %			Конц-я PbO, мол. %	Конц-я BaO, мол. %	Т необл. образца, %	Доза облучения 10^5 Р	
		Nb ₂ O ₅	CeO ₂	Sb ₂ O ₃				Т обл. обр-ца	Δd на 1 см
1.	42	–	0,4	–	38	1,72	87	44	0,143
2.	45	–	0,4	–	–	39,79	90	83	0,017
3.	46	0,3	0,4	0,4	–	39,99	85	82	0,008
4.	47	0,6	–	–	50	1,72	86	35	0,191
5.	48	0,9	–	–	38	1,72	87	37	0,182
6.	49	0,6	0,4	–	38	1,72	87	83	0,013
7.	50	0,9	0,4	–	38	1,72	87	79	0,021
8.	ТФФ3	0,3	0,4	0,4	38,27	1,72	86	81	0,01
9.	ТФФ2	0,3	0,8	0,8	37,67	1,72	86	82	0,01

Таблица 1. Зависимость РОУ от состава стекла

После облучения измерялась кинетика релаксации интегрального наведенного поглощения стекол. Полученные данные представлены на рисунке. Как следует из рисунка, само по себе применение такой добавки, как оксид ниобия, без остальных компонентов – оксидов сурьмы и церия – малоэффективно. То же самое можно сказать о добавке оксида церия (42-й состав). Однако сочетание оксидов церия, сурьмы и ниобия существенно повышает радиационную стойкость стекла. Это относится как к свинцово-фосфатным, так и к бариево-фосфатным стеклам. Из рисунка видно, что полученное стекло № 46 обладает значительно более пологой характеристикой кинетики релаксации по сравнению со стеклом № 45, в котором состав отличается от 46-го отсутствием добавок сурьмы и ниобия. В результате наведенное поглощение изменилось на 0,005 для 46-го состава и на 0,015 для 45-го за время релаксации 480 часов (табл. 1).

Если сравнивать 46-е стекло со стеклами ТФФ2 и ТФФ3, то видно, что полученный 46-й состав имеет более низкое пропускание до облучения, но более высокое пропускание после облучения. 46-е стекло сравнимо по радиационной стойкости (Δd на 1 см) с вышеназванными свинцово-фосфатными составами. Границы пропускания в УФ облас-

ти для стекол ТФФ2, ТФФ3 и стекла 46-го состава являются практически идентичными: $\lambda_{гр} = 347,6$ нм для 46-го состава и $\lambda_{гр} < 355$ для составов ТФФ2 и ТФФ3, где $\lambda_{гр}$ – длина волны, при которой пропускание составляет 50 %.

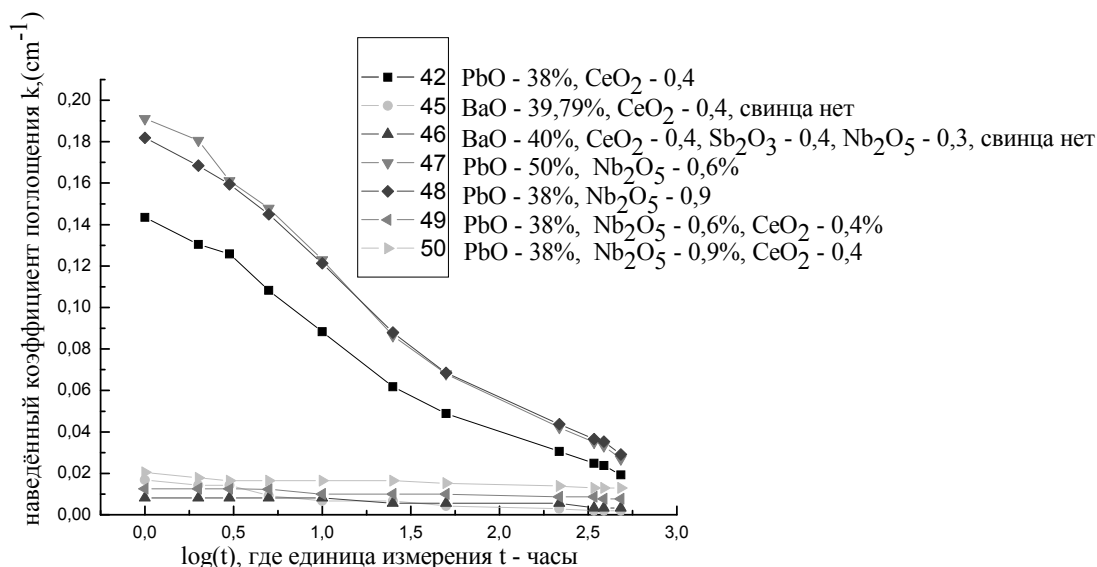


Рис. Зависимость коэффициента наведенного поглощения от десятичного логарифма времени, прошедшего с момента окончания облучения, для составов с различным содержанием добавок ионов переменной валентности и свинца

При эксплуатации радиационно-стойких стекол немаловажным является такой параметр, как плотность. Как видно из приведенных ниже данных (табл. 2), плотность стекла 46-го состава меньше на единицу по сравнению с плотностью промышленного свинцово-силикатного тяжелого флинта ТФ103 и свинцово-фосфатного стекла ТФФ2. Это означает, что при одинаковых размерах оптических элементов, изготовленных из стекла 46-го состава, а также из стекол ТФФ2 и ТФ103 составов, элементы из 46-го стекла будут легче.

Марка и тип стекла	Плотность, г/см ³	Линейный коэффициент ослабления γ -излучения (1,25 МэВ), см ⁻¹
ТФФ2 (свинцово-фосфатное)	4,31	0,25
ТФ103 (свинцово-силикатное)	4,46	0,194
46 (бариево-фосфатное)	3,43	–

Таблица 2. Плотность и линейный коэффициент ослабления излучения для различных марок стекла

Заключение

В ходе проделанной экспериментальной работы получен состав бессвинцового тяжелого фосфатного флинта, сравнимый по таким параметрам, как радиационно-оптическая устойчивость и граница пропускания, со свинцово-фосфатными защитными радиационно-стойкими стеклами. Плотность полученного стекла в 1,25 раза ниже плотности свинцово-силикатных и свинцово-фосфатных аналогов. Целесообразно исследовать влияние различных доз облучения на спектроскопические свойства стекла, зависимость кинетики релаксации наведенного поглощения от температуры и дозы облучения.

Литература

1. Арбузов В.И., Андреева Н.З, Лео Н.А. и др. Оптические, спектральные и защитные свойства многосвинцовых фосфатных стекол // Физика и химия стекла. – 2005. Т. 31. – №5. – С. 797–808.
2. Арбузов В.И., Ворошилова М.В., Никитина С.И., Федоров Ю.К. Влияние состава многосвинцовых фосфатных стекол на положение границы пропускания и технологическое качество // Физика и химия стекла. – 2006. – Т. 32. – №6. – С. 819–829.
3. Arbuzov V.I., Fyodorov Yu.K., Nikitina S.I., Voroshilova M.V. Radiation shielding glasses of a new generation // Physics and Chemistry of Glasses. European Journal of Glass Science and Technology B. – 2007. – V. 48. – №4. – P. 302–303.
4. Раабен Э.Л., Толстой М.Н. Влияние природы стеклообразователя и модификатора в формировании спектра поглощения иона свинца // Физика и химия стекла. – 1988. – Т.14. – №1. – С. 66–71.

ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ ДВУХЧАСТОТНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Д.С. Костомаров

Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. Е.А. Коншина

Получены экспериментальные зависимости фазовой задержки для электроуправляемых оптических ЖК модуляторов в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра. Сделана оценка дисперсии оптической анизотропии двухчастотного нематического ЖК с помощью оригинальной методики, основанной на экспериментальном определении максимальной фазовой задержки для определенной длины волны. Установлено, что в интервале длин волн 0,86–1,55 мкм оптическая анизотропия уменьшается на 17% по сравнению с ее значением для длины волны 0,63 мкм. Полученные результаты позволяют определить толщину слоя ЖК, необходимую для оптимизации фазовой задержки и быстродействия оптических ЖК модуляторов, и могут быть использованы при разработке компонентов телекоммуникационных систем на основе ЖК технологии, а также других устройств, работающих в ИК-диапазоне спектра.

ЖК технология может быть использована при разработке компонентов телекоммуникационных систем, таких как оптические модуляторы, аттенуаторы, эквалайзеры и др. [1–3]. Более широко в таких устройствах используются одноосные нематические жидкие кристаллы (НЖК), основным недостатком которых является большое время переключения. Одним из направлений повышения быстродействия ЖК устройств является использование двухчастотного ЖК с инверсией знака диэлектрической анизотропии, который позволяет управлять с помощью электрического поля релаксацией молекул при спаде оптического пропускания, что значительно ускоряет процесс переключения ЖК [4–5]. Для оптимизации фазовой задержки и быстродействия оптических ЖК модуляторов необходимо точно задать толщину слоя ЖК, которая влияет на эти параметры. Оптическая анизотропия, связанная с двулучепреломлением, является одной из важных характеристик ЖК. Двулучепреломление НЖК зависит от длины волны, и при переходе в ближнюю ИК-область оптическая анизотропия может уменьшаться на 15–20% по сравнению с Δn для видимой области спектра [3]. Для измерения двулучепреломления в видимой и ИК областях спектра используют интерференционный [6] и клиновидный [7] способы измерения Δn .

Целью работы является оценка дисперсии оптической анизотропии двухчастотного ЖК в ближней ИК-области спектра с использованием экспериментальных данных, полученных из зависимостей пропускания ЖК модулятора от напряжения.

Максимальная фазовая задержка $\Delta\Phi_{\max}$ в слое ЖК толщиной d связана с оптической анизотропией для монохроматического света с длиной волны λ известной формулой:

$$\Delta\Phi_{\max} = 2\pi d\Delta n/\lambda. \quad (1)$$

Рассчитать оптическую анизотропию для заданной длины волны можно по формуле (1), если экспериментально определить толщину слоя ЖК d и величину максимальной фазовой задержки по известной методике [8].

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 .

Исследования проводили на трех плоских ЖК ячейках, заполненных двухчастотным НЖК-1001 (НИОПИК). На длине волны 0,63 мкм для этого НЖК характерны оптическая анизотропия $\Delta n = 0,26$ и диэлектрическая анизотропия $\Delta \epsilon = 4,43$ [9]. Стеклоподложки, образующие НЖК ячейку, были покрыты тонким проводящим слоем на основе окислов индия и олова. В ячейке *C* в качестве ориентирующей поверхности был использован слой монооксида германия GeO, полученный наклонным напылением в вакууме, а в ячейках *A* поверхность GeO была покрыта тонким слоем а-С:Н, осажденным из паров ацетона в плазме тлеющего разряда. В отличие от ячеек *A* и *C*, в ячейке *B* были асимметричные граничные условия, т.е. с одной стороны ЖК слой граничил с поверхностью GeO, а с другой с поверхностью GeO, покрытой слоем а-С:Н. Для получения S-эффекта Фредерикса ячейки собирали таким образом, чтобы заданные направления ориентации молекул ЖК на обеих подложках были антипараллельны. Ячейки заполняли ЖК в нематической фазе в вакууме.

Оптическое пропускание ЖК ячеек для длин волн 0,63 мкм, 0,86 мкм, 1,33 мкм и 1,55 мкм в зависимости от синусоидального напряжения с частотой 1 кГц измеряли с помощью электрооптической схемы, показанной на рис. 1. Схема включала в себя сменный лазерный модуль (1), оптический волновод (2), призматические ЖК поляризаторы (3), устройство крепления ячейки (4), генератор синусоидального напряжения (5), фотоприемник (6) и цифровой осциллограф (7). Поляризаторы, между которыми помещалась ЖК ячейка, выставлялись в скрещенное положение. На ячейку подавалось переменное напряжение с частотой 1 кГц. Для получения максимального пропускания ЖК ячейку выставляли таким образом, чтобы угол $\beta = 45^\circ$. Интенсивность излучения, прошедшего через слой ЖК, модулировалось и регистрировалось фотоприемником, наибольшая чувствительность которого приходится на ближний ИК-диапазон. Сигнал с фотоприемника поступал на осциллограф и обрабатывался на ЭВМ.

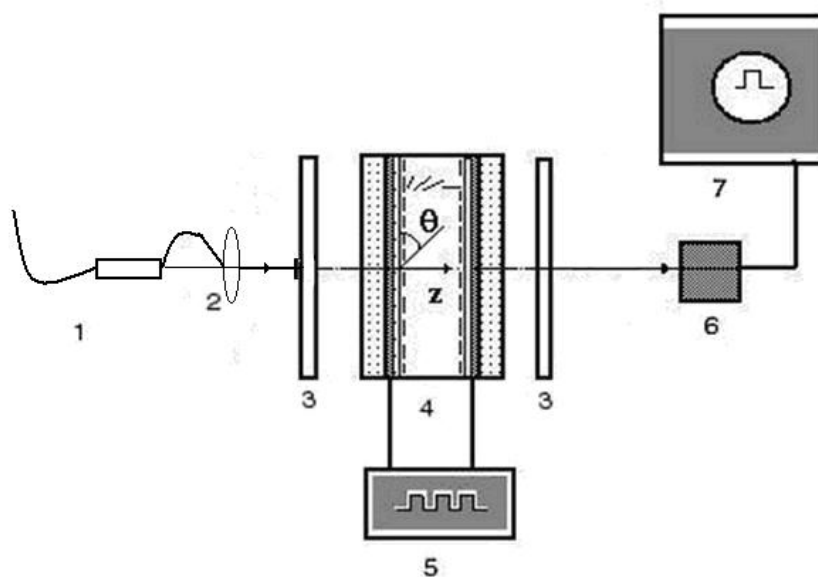


Рис. 1. Электрооптическая схема для измерения пропускания ЖК ячеек

Значения фазовой задержки были рассчитаны из экспериментальных кривых оптического пропускания I от напряжения U . Зависимости фазовой задержки $\Delta\Phi(U)$ для различных длин волн, полученные для ячейки *B*, показаны на рис. 2.

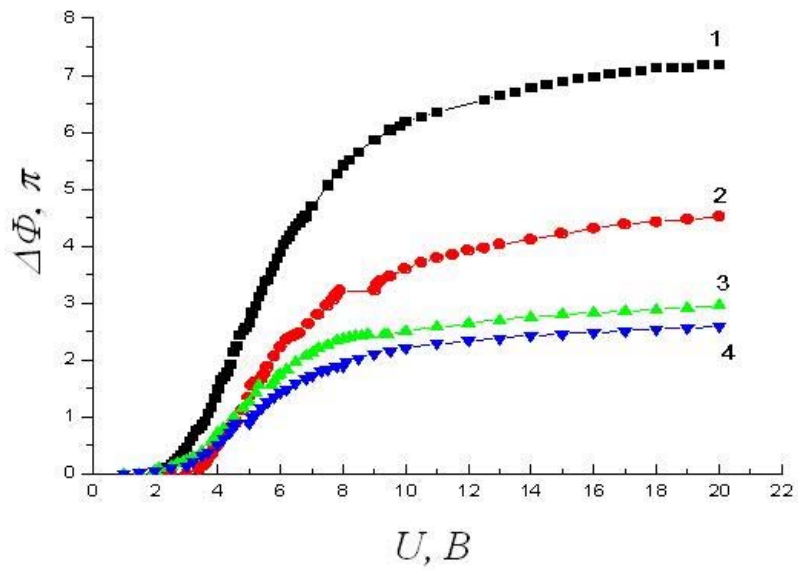


Рис. 2. Зависимость величины фазовой задержки от подаваемого на ячейку синусоидального напряжения с частотой 1 кГц для разных длин волн: 1 – 0,63 мкм, 2 – 0,86 мкм, 3 – 1,33 мкм, 4 – 1,55 мкм, на примере ячейки В

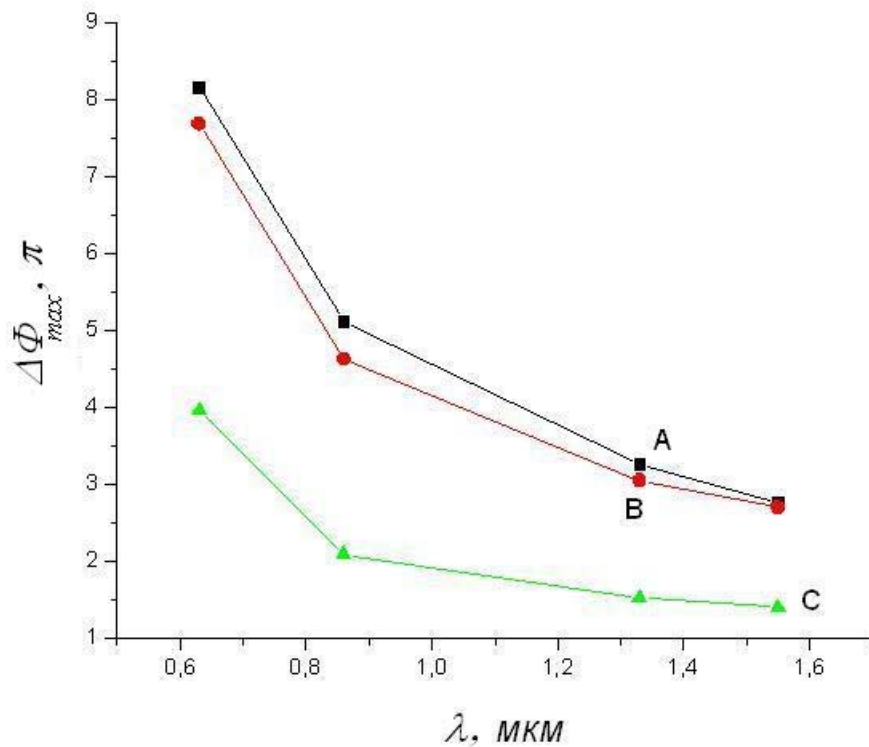


Рис. 3. Зависимость величины максимальной фазовой задержки от длины волны для исследуемых ЖК ячеек (обозначения кривых соответствуют обозначениям ячеек в таблице)

Наблюдается существенное уменьшение $\Delta\Phi$ при изменении длины волны от видимого к ИК-диапазону спектра. При постоянной толщине слоя ЖК уменьшение

фазовой задержки может быть вызвано изменением либо длины волны, либо оптической анизотропии НЖК. Путем экстраполяции графика $\Delta\Phi(1/U)$ можно определить максимальную фазовую задержку $\Delta\Phi_{\max}$ [10]. На рис. 3 показано изменение максимальной фазовой задержки для трех исследуемых ЖК ячеек от длины волны. Наблюдаемый убывающий характер зависимостей $\Delta\Phi_{\max}(\lambda)$ на рис. 3 свидетельствует об уменьшении значения Δn при переходе из видимой области спектра в ИК-область. Дисперсия оптической анизотропии для длин волн ИК-диапазона 0,86, 1,3 и 1,55 мкм была оценена путем использования известного значения Δn на длине волны 0,63 мкм и значения максимальной фазовой задержки, полученного экспериментально, с помощью формулы (1). В таблице приведены значения Δn , полученные для исследованных ЖК ячеек.

№	Ориентирующее покрытие	Длина волны, мкм							
		0,63		0,86		1,33		1,55	
		$\Delta\Phi_{\max}, \pi$	Δn	$\Delta\Phi_{\max}, \pi$	Δn	$\Delta\Phi_{\max}, \pi$	Δn	$\Delta\Phi_{\max}, \pi$	Δn
A	GeO/a-C:H	8,15	0,26	5,12	0,22	3,26	0,22	2,77	0,215
B	GeO/a-C:H	7,68	0,26	4,63	0,214	3,05	0,217	2,7	0,213
C	GeO	3,96	0,26	2,09	0,218	1,53	0,21	1,4	0,219

Таблица. Результаты измерений и расчетов

Сделанная оценка Δn показала, что оптическая анизотропия для ЖК, используемого в работе, уменьшается в среднем на 17% по сравнению с Δn для видимой области. В интервале длин волн от 0,86 мкм до 1,55 мкм Δn оставалась постоянной и была равна 0,22. Погрешность расчета составила 0,3%. Тогда минимальная толщина слоя ЖК, определяемая условием $d_{\min} = \lambda/\Delta n$, для длины волны 1,55 мкм должна быть около 7 мкм.

Оригинальная методика оценки дисперсии оптической анизотропии ЖК в ИК-области спектра, предложенная в этой работе, может быть применена при разработке устройств с другими НЖК. Полученное значение Δn позволило рассчитать минимальную толщину слоя двухчастотного ЖК, необходимую для получения фазовой задержки 2π в оптических модуляторах на длине волны 1,55 мкм, что важно при оптимизации их работы для использования в системах телекоммуникации.

Работа выполнена при поддержке ведущей научной школы РФ НШ-5549.2006.9.

Литература

1. Mao C., Xu M., Feng W., Hyang T., Wu K., Lia J. // Proc. SPIE. – 2003. – V. 5003. – P.121–129.
2. Crossland W.A. Clapp T.V., Wukinson T.D., Manolis I.G., Georgiou A.G., Robertson B. // Mol. Cryst.&Liq. Cryst. – 2004. – V. 413. – P. 363–383.
3. Riza N.A., Khan S.A. // Appl. Opt. – 2004. – V. 43. – No 17. – P. 449–3455.
4. Liang X., Lu Y.-Q., Wu Y.-H., Du F., Wang H.-Y., Wu S.-T. // Jap. J. Appl. Phys. – 2005. V. 44. – No. 3. – P. 1292–1295.
5. Golovin A.B., Pishnyak O.P., Shiyanovskii S.V., Lavrentovich O.D. // Pros. SPIE. – 2006. – V. 6135. – P. 0277–786.
6. Jewell S.A, Sambles J.R. // Optics express. – 2005. – V. 13. – No. 7. – P.2627–263.
7. Зырянов В.Я, Эпштейн В.Ш. // ПТЭ. – 1987. – № 2. – С. 164–166.
8. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. // Оптический журнал. – 2006. – Т.73. – №12. – С. 9–13.
9. Kirby A.K., Love G.D. // Optics express. – 2004. – V. 12. – No.7. – P.1470–75.
10. Коншина Е.А., Костомаров Д.С. // Оптический журнал. – 2007. – №10. – С. 88–90.

**РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОЧНОСТНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ
КОНТРОЛЯ СООСНОСТИ НА СТЕНДЕ****А.Г. Анисимов, А.А. Горбачев, А.В. Краснящих
Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев**

Рассматривается построение оптико-электронной системы контроля соосности элементов турбоагрегатов, реализованной на основе анализа матричного поля. Приведена методика проведения экспериментальных исследований точностных характеристик системы.

Для осуществления безотказной работы современные крупногабаритные технологические агрегаты требуют соблюдения высоких требований по линейному и угловому позиционированию составляющих. Актуальной проблемой является обеспечение точности позиционирования (до 0,06 мм и менее) опор турбоагрегатов атомных и гидроэлектростанций относительно линии вала. Всеобщий уровень автоматизации данных агрегатов требует соответствующего уровня автоматизации и унификации систем пространственного контроля.

Сочетание таких свойств, как дистанционность и бесконтактность, возможность полной автоматизации процесса измерений, а также высокое быстродействие при обработке измерительной информации делают незаменимыми методы оптико-электронного пространственного контроля. В большей степени решения подобного класса задач реализованы в оптико-электронной системе контроля соосности (ОЭСКС) [1]. Однако при создании подобных систем возникают вопросы их рационального построения. Настоящая статья направлена на восполнение информации о построении таких систем.

Основной задачей ОЭСКС является определение линейного смещения геометрических центров корпусных деталей цилиндров (КДЦ) турбоагрегатов относительно рабочей линии ротора или другой протяженной измерительной базы в двух взаимно перпендикулярных поперечных направлениях (с погрешностью не превышающей 0,06 мм на дистанции 20 м). В процессе измерений линия ротора в пространстве определяется в передней и задней базовых расточках (ПБР, ЗБР) [2].

В ОЭСКС на фоточувствительный прибор с зарядовой связью (ФПЗС) 1 (рис. 1, а), находящийся в приемно-передающем блоке 2, через телеобъектив 3 и светофильтр 4 посредством отражателя 8 проецируются изображения двух полупроводниковых излучающих диодов (ПВД) [3]. Для обеспечения требуемого диапазона смещений по дистанции в ОЭСКС используются две пары ПВД 5 и 6, закрепленных на плоскопараллельной пластинке. Отражатель (трипельпризма) 8 закрепляется в центроискателе 9, который устанавливается последовательно при измерениях во всех КДЦ, ПБР и ЗБР. Особенностью центроискателя является возможность замены соответствующих стандартных микрометрических нутромеров (набор приставок различной длины и микрометрических головок) 10 – это позволяет производить измерения на турбоагрегатах различного диаметра и типа, что является необходимым требованием по унификации системы контроля [4].

В процессе измерений определяются энергетические центры тяжести изображений i -ого ПВД $(\tilde{x}_i; \tilde{y}_i)$ в пикселях. Достоинствами используемого алгоритма являются простота и высокая точность (погрешность составляет 0,1–0,01 размера пикселя) [4]. Высокая скорость и производительность при обработке результатов измерений достиг-

нута благодаря использованию аппаратно-программной реализации блока предварительной обработки. Для камеральных условий экспериментально получено, что при серии из 30 измерений получается достаточно полная статистическая выборка. Статистически обработанные результаты передаются по каналу связи в ЭВМ, заносятся в базу данных и выводятся в удобном для оператора виде.

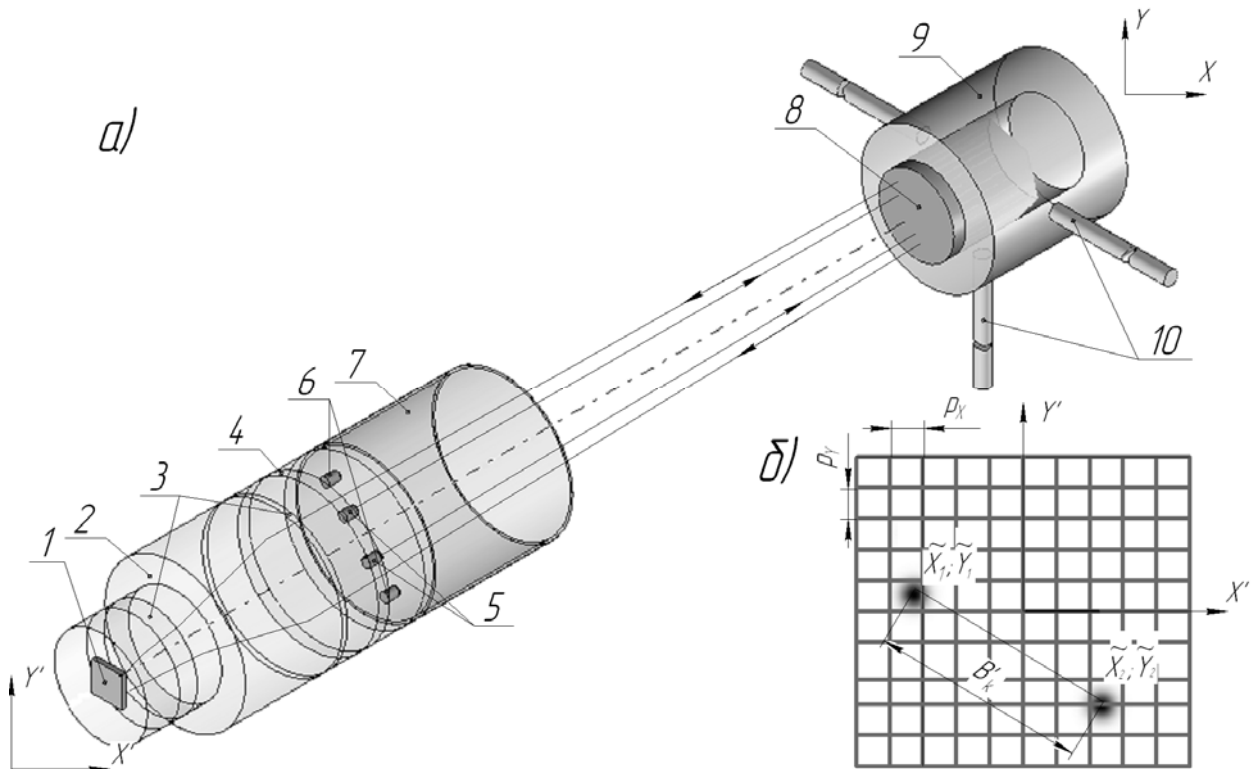


Рис. 1. Принцип работы ОЭСКС

Координаты центра КДЦ $(x; y)$ в плоскости анализа (ПА) (рис. 1, а) связаны с координатами на ФПЗС $(x'; y')$ следующими выражениями ($L \gg f'$):

$$x = x'L / f', \quad y = y'L / f', \quad (1)$$

где L – расстояние между отражателем и объективом; f' – заднее фокусное расстояние объектива. Причем $x' = (x'_1 + x'_2) / 2$ и $y' = (y'_1 + y'_2) / 2$, где $x'_i = p_x \tilde{x}_i$, $y'_i = p_y \tilde{y}_i$ – координаты изображения i -го ПИД в мм, p_x и p_y – горизонтальный и вертикальный шаг пикселя (рис. 1, б) в мм, \tilde{x}_i и \tilde{y}_i – координаты изображения i -го ПИД в пикселях.

В ОЭСКС используются задающие базу ПИД, вследствие чего дистанция L определяется автоматически:

$$L = B_k f' / (2B'_k), \quad (2)$$

где B_k и $B'_k = \sqrt{(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2}$ – база k -ой пары ПИД и ее изображение (рис. 1, б).

Удвоенное значение базы B'_k объясняется авторефлексионной схемой исполнения ОЭСКС. Также стоит отметить повышенную в два раза чувствительность к поперечным смещениям используемой схемы по сравнению с коллимационной.

С учетом выражений (1) и (2) получаем координаты центра КДЦ в ПА:

$$x = \frac{p_x B_k (\tilde{x}_1 + \tilde{x}_2)}{4\sqrt{p_x^2 (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2)^2 + p_y^2 (\tilde{y}_1 - \tilde{y}_2)^2}}, \quad y = \frac{p_y B_k (\tilde{y}_1 + \tilde{y}_2)}{4\sqrt{p_x^2 (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2)^2 + p_y^2 (\tilde{y}_1 - \tilde{y}_2)^2}}.$$

Задача непосредственной оценки результатов измерений ОЭСКС не представляется возможной, поскольку отсутствуют доступные методы контроля крупногабаритных

элементов в пространстве с высокой точностью. Поэтому предложено оценивать результаты измерений опытного образца ОЭСКС одновременно с борштангой и прибором ППС-11, так как они на данный момент являются наиболее точными и достоверными (точность приборов составляет 0,05 мм в условиях эксперимента) [5].

Экспериментальное подтверждение точностных характеристик ОЭСКС проводилось на специализированном стенде (рис. 2) на базе Федерального государственного унитарного предприятия «КУРСКТУРБОАТОМЭНЕРГОРЕМОНТ». Стенд оборудован кронштейном 1, ОЭСКС 2 в штативе 3, центроискателем 4 с отражателем 5, ПБР 6, КДЦ 7 и ЗБР 8, опорными роликами для борштанги 9, блоком обработки информации 10, монитором 11. Расстояния от ОЭСКС 1 до ПБР 6 составляет 1650 мм, до КДЦ 7 – 3850 мм и до ЗБР 8 – 5815 мм.

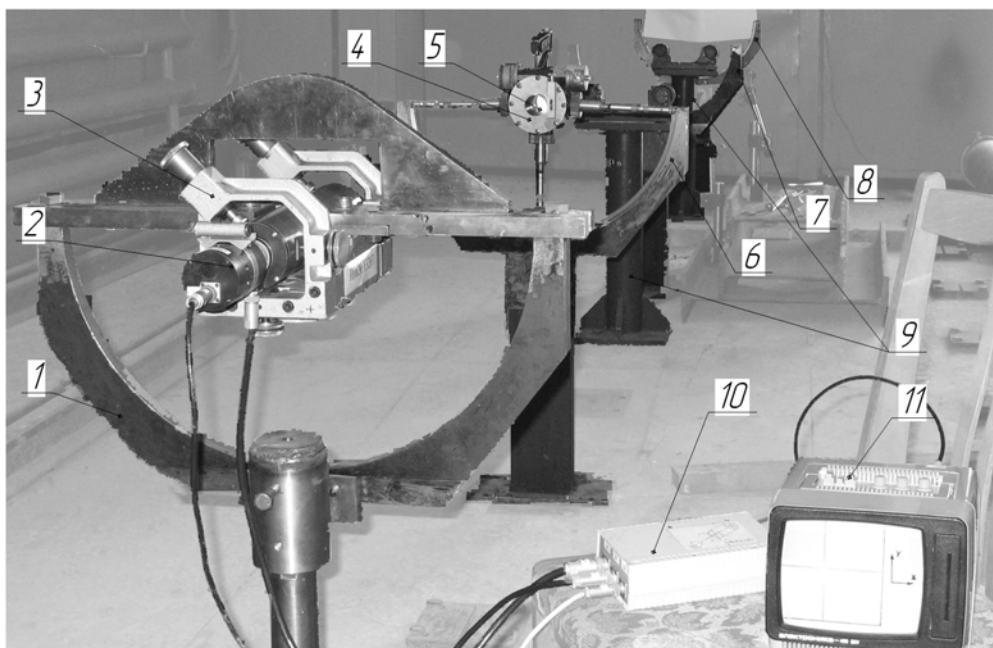


Рис. 2. Стенд контроля соосности элементов

Эксперименты проводились при условии, что координаты линии ротора в плоскостях ПБР и ЗБР укладывались в диапазон ± 5 мм. Разность показаний по горизонтальной составляющей составила $x=0,061 \pm 0,036$ мм при вероятности $\alpha=0,95$, по вертикальной составляющей – $y=0,021 \pm 0,023$ мм при вероятности $\alpha=0,95$.

Параметр	Значение
Диапазон измеряемых смещений по двум координатам (в вертикальной и горизонтальной плоскостях), мм	± 5
Дальность работы, м	от 1,2 до 20
Цена единицы младшего разряда определения смещения, мм	0,001
Предел неисключенной систематической составляющей основной погрешности, мм	0,07
Предел допускаемого СКО случайной составляющей основной погрешности, мм	0,02
Время подготовки системы к измерениям, мин	10
Масса ОЭСКС, кг	6
Потребляемая мощность, не более, Вт	20

Таблица. Технические характеристики ОЭСКС

Из результатов видно, что погрешность измерения положения КДЦ относительно оси ротора в сравнении с измерениями ППС-11 и борштангой в горизонтальной плос-

кости на 0,037 мм превосходят максимально допустимую погрешность, в вертикальной плоскости точность соблюдена. Последнее особо ценно, так как при центрировке турбоагрегатов большее внимание уделяется установке КДЦ в вертикальной плоскости. Полученные технические характеристики ОЭСКС приведены в таблице.

Заключение

В данной работе предложена авторефлексионная схема исполнения измерительного канала ОЭСКС и основные соотношения для проведения расчетов. Отличительной особенностью ОЭСКС является автоматическое определение дистанции до КДЦ, что позволило реализовать автоматически калибрующуюся систему. Проведено экспериментальное исследование точностных характеристик ОЭСКС на специализированном стенде. Получено, что погрешность измерения положения КДЦ относительно оси ротора в горизонтальной плоскости на 0,037 мм превосходит максимально допустимую погрешность, в вертикальной плоскости точность соблюдена. Можно сделать вывод, что ОЭСКС способна проводить высокоточный контроль пространственного положения объектов с необходимой точностью.

Литература

1. Крайлюк А.Д., Краснящих А.В., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н., Ярышев С.Н. Оптико-электронная система контроля положения центра корпусных деталей турбоагрегатов относительно оптической оси // Известия вузов. Приборостроение. – 2003. – Т. 46. – №8. – С. 61–63.
2. Карасев В.И., Монэс Д.С. Методы оптических измерений при монтаже турбоагрегатов. – М.: Энергия, 1973.
3. Алеев А.М., Анисимов А.Г., Пантюшин А.В. Об основных погрешностях контроля соосности с помощью авторефлексионной оптико-электронной системы. // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2007. – Выпуск 38. Исследования в области оптики, приборостроения и управления. – С. 39–44.
4. Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Сравнение некоторых способов определения координат изображений, осуществляемых с помощью многоэлементных приемников излучения // Известия вузов Приборостроение. –1986. – № 9. – С. 62–69.
5. Данилевич Ф.М., Никитин В.А., Смирнова Е.П. Сборка и юстировка оптических контрольно-измерительный приборов. Справочное пособие. – Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1976.

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СМЕЩЕНИЙ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ

Е.М. Богатинский

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев

Работа направлена на оптимизацию моделей существующих систем, предназначенных для дистанционного контроля положения рабочих органов строительной техники. Предлагается новый способ обзора пространства в полном азимутальном угле методом электронного сканирования.

Введение

Обеспечение управления строительной и измерительной техникой относительно плоскости является актуальной задачей для современного приборостроения. По мере роста научно-технического прогресса совершенствуются технологии и, соответственно, конструкции машин для проведения строительных работ. В настоящее время для оптимизации и повышения точности подготовки земляного полотна во многих строительных фирмах всего мира используются оптико-электронные системы автоматического управления (ОЭСАУ) строительной техникой, или как их еще называют, системы автоматического задания высотного положения [1].

В основу работы данных систем положено использование лазерных построителей плоскостей, которые задают горизонтальную или расположенную под определенным наклоном плоскость, и лазерных приемников, устанавливаемых на рабочих органах строительных машин. Главными достоинствами таких систем являются простота оптической части, высокое качество изображения, возможность работы в различных спектральных диапазонах. Однако наличие механических элементов, осуществляющих разворотку лазерного излучения, существенно снижает точность, особенно в полевых условиях при большой запыленности и влажности атмосферы и при больших колебаниях температуры.

Преимуществом оптического излучения является большое количество собственных параметров (частота, амплитуда, фаза излучения, степень поляризации и т.д.), которые несут исчерпывающий объем информации о положении исследуемых объектов. Поэтому разработка моделей оптико-информационных систем, использующих эти параметры оптического излучения, должна явиться перспективной для дальнейших исследований.

Основные тенденции развития техники предполагают проведение прикладных работ, направленных на повышение точности результатов измерений с помощью оптико-электронных систем (ОЭС), сокращения их энергопотребления, увеличения быстродействия и осуществления работы преимущественно в автоматическом режиме.

Основная часть

Для обеспечения высокой точности позиционирования на больших дистанциях в качестве базы предлагается использовать оптическую равносигнальную зону (ОРСЗ), имеющую форму плоскости [2] и позволяющую обеспечить сканирование пространства электронным способом. Применение ОРСЗ позволяет обеспечить в измерительных системах более высокую точность при значительном диапазоне контроля и управления, высокую надежность в работе при наличии вибраций, ускорений и сильно изменяющихся условиях эксплуатации.

В работе [3] показано, что наиболее оптимальной для обзора пространства в некоторой сравнительно широкой кольцевой зоне (360° по азимуту, десятки градусов по уг-

лу места) является система с панорамной концентрической оптикой. В таких системах создается плоская проекция полусферы (или области, близкой к ней), которая затем анализируется приемником излучения и вычислительным устройством. Достоинства этих систем очевидны: отсутствие механического сканирования, единый оптический канал, и возможность различных способов анализа изображения.

Модель прожектора ОЭСАУ с ОРСЗ можно представить двумя концентрическими объективами 3 и 4 (рис. 1), строящими изображения излучающих поверхностей радиально установленных полупроводниковых излучающих диодов (ПИД) 1, 5. Кольцевая заслонка 2 перекрывает часть пучков излучения ПИД для того, чтобы изображения подсвеченных границ на максимальной дистанции работы системы соприкасались – образовывалась ОРСЗ. ПИД переключаются с требуемыми частотами f_1 и f_2 в верхнем и нижнем каналах, происходит частотная модуляция полей.

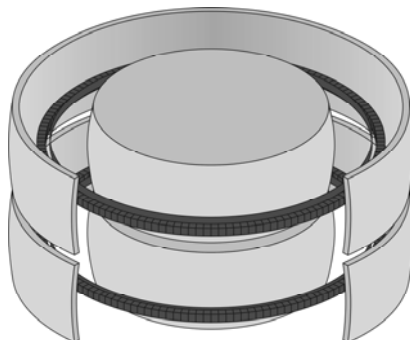


Рис. 1. Двухканальный прожекторный блок системы

Впервые предлагается для обеспечения непрерывности распределения облученности в круговой планарной ОРСЗ использовать многоэлементный источник излучения, представляющий собой кольцо, составленное из расположенных вплотную друг к другу полупроводниковых излучающих диодов (ПИД). Для рассматриваемой схемы предложено использовать ПИД на основе арсенида галлия (GaAs), типа АЛ107Б. В качестве фотоприемника предлагается использовать кремниевый фотодиод ФД-27К.

Параметры объектива прожектора рассчитаны [4] и приведены в таблице.

Радиус, мм	Толщина по оси, мм	Материал	n ($\lambda=0.95$ мкм)	Световой диаметр, мм	Стрелка, мм
		воздух	1		
59,69				10,98	0,25
	119,38	Ф2	1,600836		
-59,69				35,46	-2,70
	35	воздух	1		
-94,69				34,26	-1,56
	3	К8	1,507792		
-97,69				34,56	-1,54
		воздух	1		

Таблица. Конструктивные параметры концентрического объектива прожектора

Из условия непрерывности распределения облученности в кольцевой области пространства находим: диаметр выходного зрачка оптической системы прожекторного блока не менее 35,5 мм, а приемной части не более 40,71 мм; количество ПИД в каждом канале прожекторного блока 210. Однако облученность в каждой точке зоны управления оптико-электронной системы (ОЭС) распределена неравномерно [5], поэтому для обобщения имеющегося материала возникает необходимость исследовать

распределение энергии в пространстве, охваченном областью работы ОЭС. Требуется, чтобы оптическая равносигнальная зона была как можно ближе к плоскости, ведь ее форма, главным образом, определяет погрешность работы ОЭС позиционирования.

Принято считать [6], что энергия в ОРСЗ распределена надлежащим образом (без существенных провалов) для уверенной идентификации, и до настоящего времени исследования распределения энергии не проводились. Однако это распределение носит крайне неравномерный характер (рис. 2).

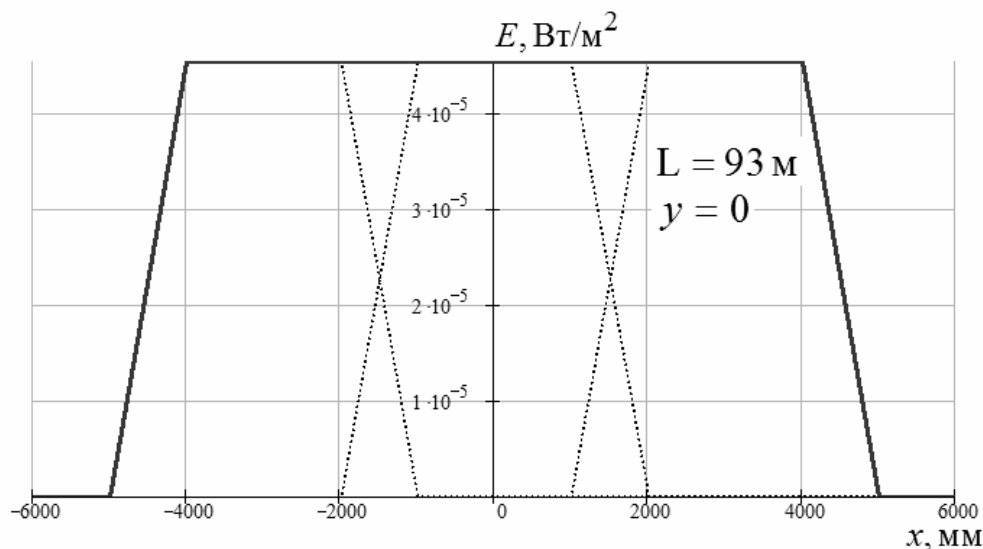


Рис. 2. Пространственное распределение облученности в ОРСЗ в горизонтальном сечении пучка для оптической системы с абберациями: пунктирные линии – распределение для каждого ПИД в отдельности; сплошные – суммарное распределение

Заключение

Разработана методика [7] и проведены исследования, направленные на изучение влияния расфокусировки и аббераций оптической системы формирователя базовой плоскости (ФБП) на пространственное распределение облученности в планарной ОРСЗ, что в конечном итоге определяет главную погрешность позиционирования системы.

Предложена усовершенствованная модель ОЭС, свободная от указанных выше недостатков, для контроля смещений объектов.

По результатам проделанной работы доказана реализуемость предложенной оптической системы концентрического типа. В качестве источников выбраны ПИД типа АЛ107Б, приемников – ФД-27К. Диаметр входного зрачка оптической системы приемной части – не более 40,71 мм, выходной зрачок прожектора – не менее 35,5 мм.

Литература

1. Знобищев С.В. Системы автоматического управления строительной техникой для выполнения земляных работ // Геопрофи. – 2004. – №1.
2. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография – СПб: ИТМО, 1998.
3. Елизаров А.В., Куртов А.В., Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Обзорно-панорамные оптико-электронные системы // Приборостроение. – 2002. – Т. 45. – №2.
4. Богатинский Е.М., Тимофеев А.Н. Габаритно-энергетический расчет в оптико-электронной системе с круговой оптической равносигнальной зоной // Научно-

технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2006. – Выпуск 34. Современная оптика. – С. 209–212.

5. Богатинский Е.М., Тимофеев А.Н. Формирование и анализ пространственного распределения энергии в планарной оптической равносигнальной зоне // VII Международная конференция «Прикладная оптика-2006». СПб, Россия. Сборник трудов. Т.3 «Компьютерные технологии в оптике» / СПб: Оптическое общество им. Д.С. Рождественского, 2006. С. 297–301.
6. Барсуков О.А., Тимофеев А.Н. Особенности формирования оптической равносигнальной плоскости // Оптико-электронные приборы и системы: Сб. науч. статей. Вып. 99 / Под ред. Э.Д. Панкова – СПб.: СПбГИМО (ТУ), 1999. С. 19–22.
7. Гридин А.С. Распределение энергии в оптической равносигнальной зоне // Изв. вузов. Приборостроение. – 1967. – Т. X. – №1. – С. 93–97.

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ФОТОПРИЕМНИК «МУЛЬТИСКАН» В ИЗМЕРИТЕЛЕ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ

В.В. Богатырева

Научный руководитель – д.т.н., профессор А.Л. Дмитриев

Предложена новая схема оптико-механического датчика угловой скорости вращения, основанная на измерениях угла отклонения луча света, распространяющегося между двумя приблизительно параллельно расположенными зеркалами, одно из которых закреплено на упругой металлической пластине. При вращении прибора под действием центробежных сил угол между плоскостями зеркал изменяется, при этом луч света, испытавший несколько отражений и направляемый на позиционно-чувствительный фотоприемник «мультискан», смещается относительно чувствительной поверхности фотоприемника. В результате величина сигнала на выходе фотоприемника связана с угловой скоростью вращения прибора. Выполнен расчет оптической схемы измерительного устройства и приведены результаты лабораторного эксперимента для проверки описанного принципа измерений угловой скорости вращения.

Введение

Разработка оптических измерителей угловой скорости вращения проводится уже много лет, тем не менее, создание высокоточных, компактных и экономичных датчиков вращения до сих пор остается актуальной задачей. Такие измерители находят широкое применение в машиностроении, робототехнике, в различных приборах управления и навигации. Например, активное внедрение волоконно-оптических гироскопов, обладающих высокой точностью, но сравнительно дорогих, сложных и имеющих ряд трудно решаемых технических проблем [1], в известной степени отвлекло внимание разработчиков от других возможных принципов построения оптических датчиков вращения. Одним из них является датчик вращения, основанный на измерениях величины центробежной силы, действующей на массу во вращающейся (неинерциальной) системе координат. В данной работе предложена и рассмотрена схема оптико-механического датчика угловой скорости вращения, основанная на измерениях угла отклонения луча света, распространяющегося между двумя зеркалами, одно из которых установлено на упругой металлической пластине. При вращении датчика под действием центробежной силы подвижное зеркало отклоняется на угол, прямо пропорциональный квадрату угловой скорости вращения датчика. Особенностью схемы является использование в качестве измерителя величины смещения отраженного подвижным зеркалом светового луча высокоточного позиционно-чувствительного фотоприемника «мультискан» [2].

Принцип работы измерителя угловой скорости

На рис. 1 показано изменение положения легкого подвижного зеркала, установленного на упругой пластине, при вращении основания такой оптической системы. Пусть зеркало снабжено грузом m , закрепленным, как показано на рисунке. O – ось вращения основания, O' – ось вращения поворотного зеркала, A' и A – положения центров масс груза, соответственно, в состояниях покоя и вращения.

Если основание оптической системы вращается с угловой скоростью ω , центробежная сила F , действующая на груз, равна

$$F = m \omega^2 R, \quad (1)$$

где m – масса груза и $R = OA' \approx OA$ – радиус вращения. Центробежная сила вызывает отклонение зеркала на угол α , при этом упругая возвращающая сила, действующая на массу m , равна

$$f = k \alpha, \quad (2)$$

где k – коэффициент упругости системы крепления зеркала. В состоянии равновесия $F = f$, следовательно

$$\alpha = mR\omega^2 / k. \quad (3)$$

Очевидно, измеряя величину угла отклонения зеркала α при известных m , R и k , можно рассчитать угловую скорость вращения основания ω . Для измерения малых величин α удобно использовать оптическую систему в виде двух образующих оптический клин зеркал с многократным отражением света.

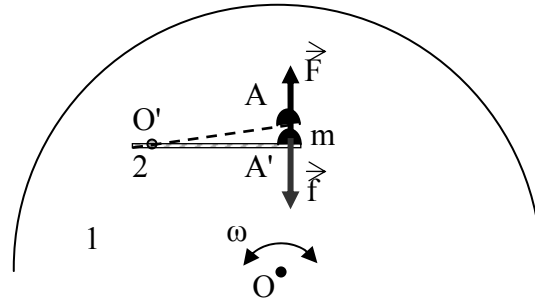


Рис. 1. Отклонение зеркала под действием центробежной силы:
1 – вращающийся столик; 2 – поворотное зеркало

Расчет оптической схемы измерителя вращения

Рассмотрим ход световых лучей, распространяющихся между двумя плоскими зеркалами, расположенными под углом α (рис. 2).

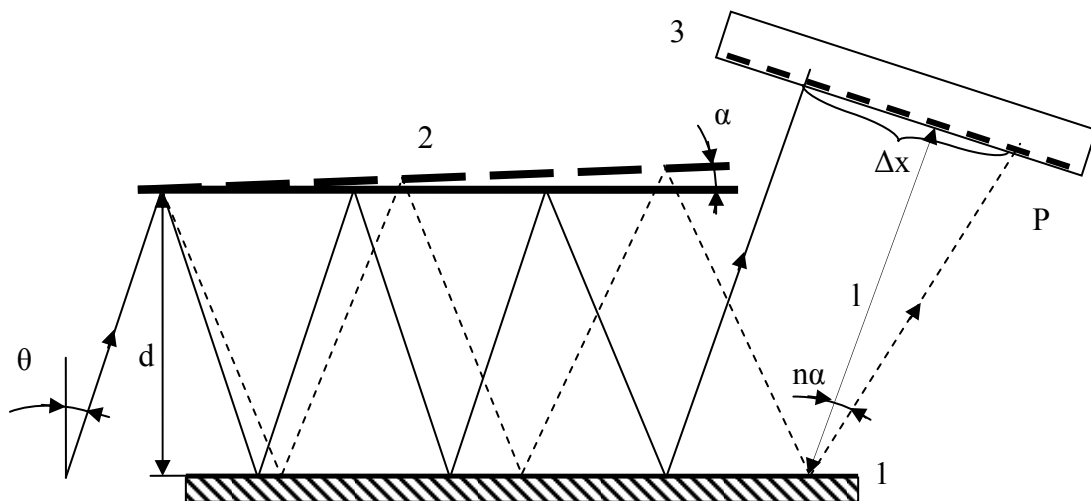


Рис. 2. Изменение координаты пятна лазерного луча на поверхности мультискана:
1 – неподвижное зеркало; 2 – поворотное зеркало;
3 – позиционно-чувствительный фотоприемник

Отклонение луча света от первоначального положения зависит от изменения угла α между плоскими поверхностями зеркал. При этом необходимо учитывать число отражений и угол падения исходного луча, так как от этих параметров зависит дополнительное линейное смещение светового пятна на поверхности позиционно-чувствительного фотоприемника.

В исходном состоянии угол α и угол падения луча на плоскость регистрации P положим равными нулю. Можно показать, что при угле падения входного луча θ и рас-

стоянии между зеркалами d зависимость смещения луча Δx в плоскости P от величины α представляется формулой

$$\Delta x = d \cos(\theta + \alpha) \cos \theta \sum_{n=1}^N \left[\frac{\operatorname{tg}(\theta + 2(n-1)\alpha) + \operatorname{tg}(\theta + 2n\alpha)}{\cos(\theta + (2n-1)\alpha)} \right] - 2Nd \sin \theta + \operatorname{tg}(N\alpha), \quad (4)$$

где n – число пар отражений. В данном расчете луч света падает на поворотное зеркало в точке, лежащей на оси вращения зеркала. Расчетные зависимости $\Delta x(\alpha)$ приведены на рис. 3.

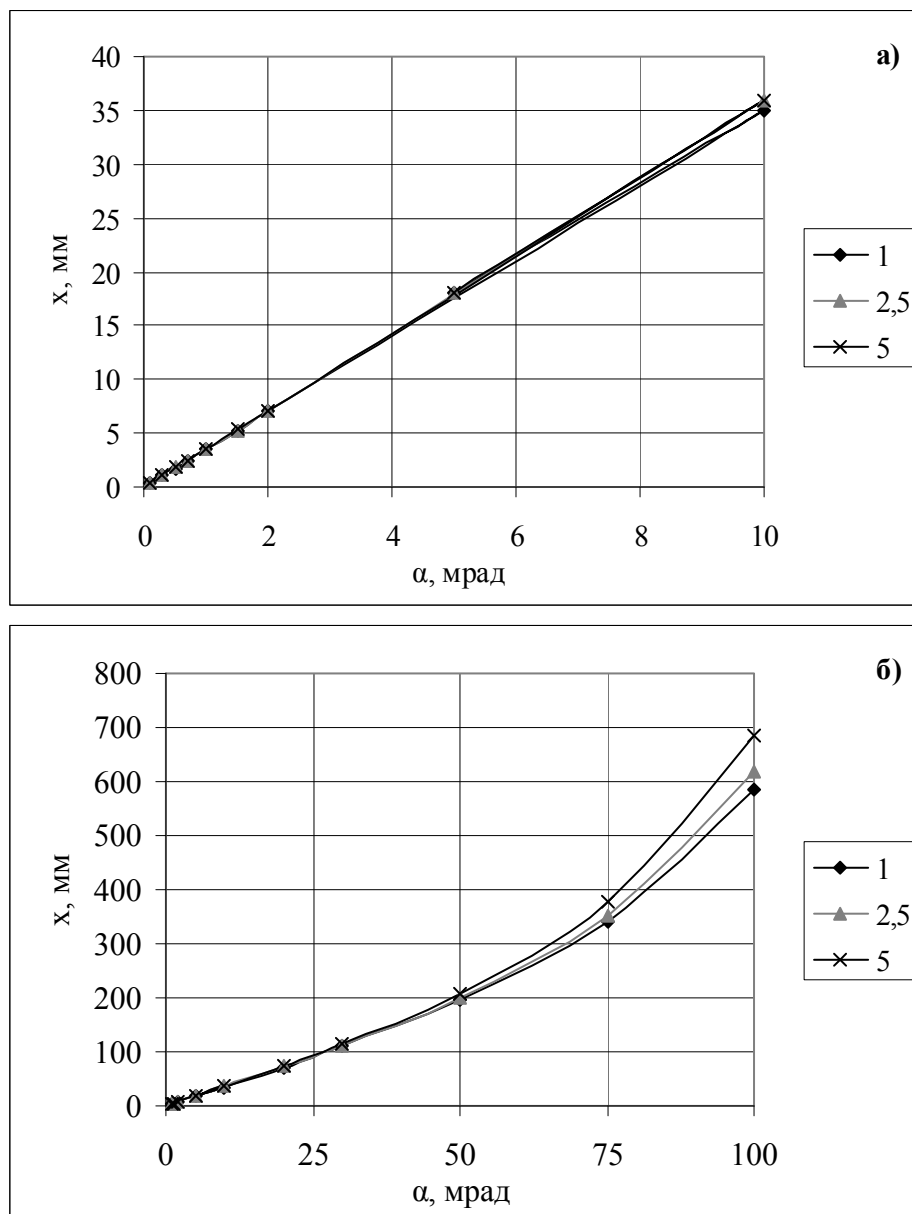


Рис. 3. Изменение положения луча света на поверхности мультискана в зависимости от угла поворота подвижного зеркала для углов падения лазерного луча 1°; 2,5° и 5°: а) при α порядка нескольких мрад; б) при α порядка нескольких десятков мрад

Благодаря многократным отражениям луча в рассмотренной клиновидной оптической системе создается практическая возможность измерений крайне малых углов α , величиной порядка нескольких мрад. Позиционно-чувствительные фотоприемники «мультискан» обеспечивают уверенное измерение смещений центра падающего на них пучка света с точностью лучше 1 мкм [3]. Этим смещениям соответствуют углы откло-

нения подвижного зеркала порядка долей мкрад. Следовательно, данная схема обладает высокой чувствительностью измерения угловых деформаций подвижного зеркала и может быть использована в рассматриваемом измерителе вращений.

Эксперимент

Для оценки практических факторов, возникающих при реализации описанного принципа измерений, разработан и изготовлен экспериментальный стенд, схема которого приведена на рис. 4.

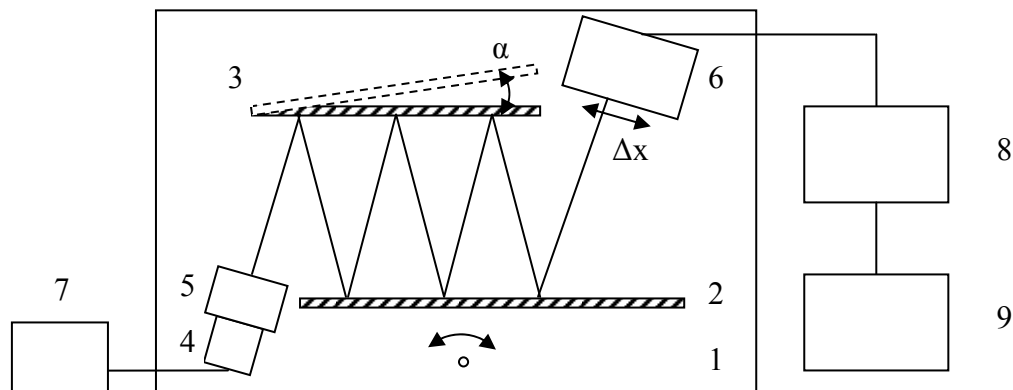


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – вращающееся основание; 2 – неподвижное зеркало; 3 – поворотное зеркало; 4 – полупроводниковый лазер; 5 – объектив; 6 – позиционно-чувствительный фотоприемник; 7 источник питания лазера; 8 – цифровой осциллограф; 9 – ПК

Оптико-механические узлы стенда закреплены на жестком основании, установленном на поворотном столике гониометра. Юстировка зеркал, обеспечивающая пятикратное отражение света, выполнялась с помощью регулировочных винтов. В эксперименте использован фотоприемник «мультискан» разработки ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Напряжение питания мультискана устанавливалось в пределах 5–10 В. В качестве оптического излучателя использовался полупроводниковый лазер марки ADL-65102TL с рабочей длиной волны 650 нм и мощностью 5 мВт. Выходной сигнал мультискана фиксировался цифровым осциллографом и отображался на мониторе ПК. Среднее значение регистрируемого электрического сигнала прямо определялось координатой центра луча, направляемого на мультискан.

Значительной помехой измерениям на стенде являлись случайные вибрации здания лаборатории. Под действием таких возмущений подвижное зеркало устройство совершало колебания с собственной частотой около 10 Гц, которые затрудняли анализ выходного сигнала. Пример регистрируемой осциллограммы с записью свободных колебаний подвижного зеркала показан на рис. 5. Здесь среднее значение U напряжения выходного сигнала соответствует определенной угловой скорости вращения основания стенда. При этом имеет место квадратичная зависимость $U_{cp} \sim \omega^2$.

При вращении основания стенда с угловой скоростью около 0,25°/с амплитуда среднего значения регистрируемого сигнала изменялась на 0,1 В, а смещение лазерного луча по поверхности мультискана равно 0,25 мм.

Среднее значение выходного сигнала рассчитывалось по методу элонгаций. Относительная погрешность измерений средней величины сигнала составила около 1%. В последующих экспериментах планируется автоматизация определения среднего значения выходного сигнала и, соответственно, вычисление угловой скорости вращения с использованием специального программного обеспечения. Эксперимент, в целом, под-

твердил работоспособность предложенного принципа измерений угловой скорости вращения. Определение достижимой точности и диапазона измеряемых скоростей вращения в данной установке и в ее модификациях составит предмет дальнейших исследований и разработок.

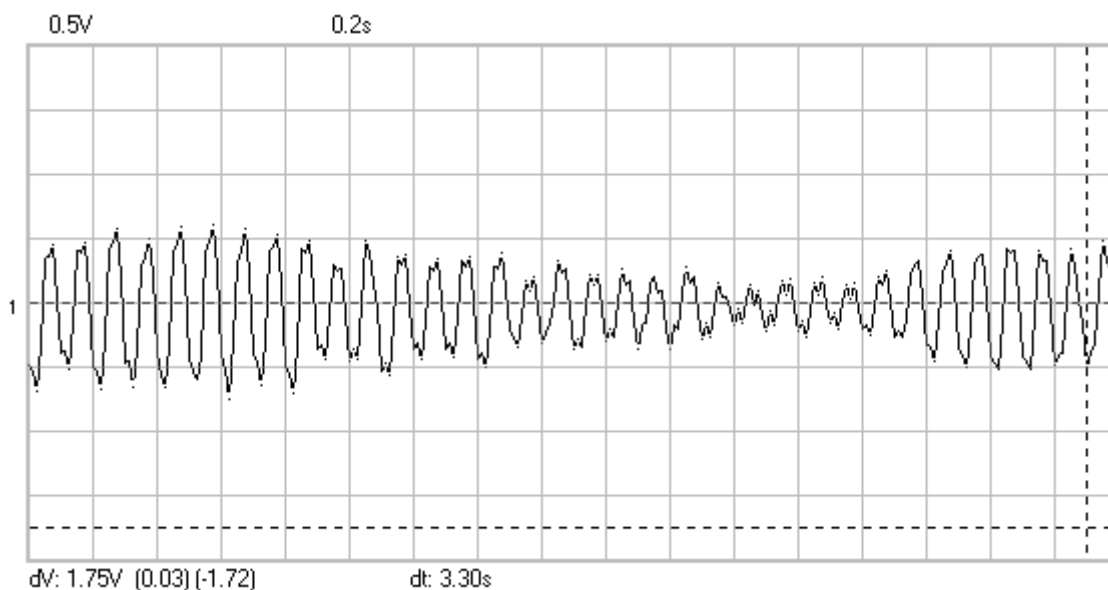


Рис. 5. Выходной сигнал мультискана при собственных колебаниях подвижного зеркала

Выводы

1. Предложен новый принцип построения оптического измерителя вращения, основанный на измерении величины центробежной силы, действующей на подвижное зеркало во вращающейся системе отсчета. Измерения производятся с использованием множества отражений светового луча в системе двух зеркал, угол между которыми изменяется при вращении всей оптической системы датчика.
2. Выполнен кинематический расчет оптической схемы измерительного устройства, рассчитана зависимость смещения положения светового луча на поверхности позиционно-чувствительного фотоприемника мультискана от угла поворота подвижного зеркала.
3. Разработан и изготовлен лабораторный макет измерителя вращения, подтвердивший принципиальную возможность реализации описанного принципа измерения.
4. Показано, что точность измерений угловых деформаций зеркала при использовании мультискана достигает нескольких мкрад. Для повышения точности измерений необходимо усовершенствовать подвижную механическую часть системы и автоматизировать процесс обработки выходного сигнала.
5. В дальнейшем планируется создание компактного, точного и экономичного измерителя вращений для практического использования в робототехнике и машиностроении.

Литература

1. Андропова И.А., Малькин Г.Б. Физические проблемы волоконной гироскопии на эффекте Саньяка // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172. – № 8. – С. 849–873.
2. Подласкин Б.Г., Васильев А.В., Гук Е.Г., Токранова Е.А. Построение синтезированной апертуры на фотоприемниках мультискан. // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70. – Вып. 10. – С. 110–116.
3. Позиционно-чувствительный фотоприемник мультискан. – Режим доступа: <http://www.technoexan.ru/index.php?page=19>

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ DAST И ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

А.А. Городецкий

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.Г. Беспалов

В работе представлены последние результаты экспериментов по генерации ТГц излучения для целей импульсной ТГц голографии и спектроскопии с разрешением во времени. В настоящее время ведется активный поиск максимально эффективных и дешевых источников широкополосного импульсного ТГц излучения, и в данной работе представлены перспективные техники генерации ТГц излучения.

Введение

Создание эффективного, мощного, недорогого, компактного и работающего при комнатной температуре источника предельно коротких, длительностью в несколько колебаний светового поля и, соответственно сверхширокополосных терагерцовых (ТГц) импульсов, является одной из основных задач в современной фотонике. Это связано с тем, что у сверхширокополосного ТГц излучения есть огромный потенциал для широкой области технических и научных приложений: диагностика различных материалов, включая полупроводники, химические соединения, биомолекулы и биоткани; формирование изображений, томография и интравидение для медицинских целей и целей безопасности; дистанционный контроль и мониторинг окружающей среды; астрономия и т.п. Действительно, ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и высоким отношением сигнал/шум вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне. Небольшая энергия терагерцовых квантов и связанный с этим неионизирующий характер терагерцового излучения открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия терагерцовых квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК, это позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов. Не менее перспективным с точки зрения практики является применение терагерцового излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии.

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники, в исследованиях ТГц области наметился значительный сдвиг. В настоящее время наиболее развиты три метода получения предельно коротких ТГц импульсов с использованием фемтосекундных лазерных источников: генерация фотопроводящими антеннами, нелинейно-оптическая генерация разностной частоты или оптическое выпрямление, генерация с использованием оптического пробоя фемтосекундных импульсов в газах. Данные методы позволяют получать ТГц электромагнитное излучение с пиковыми амплитудами электрического поля до $\sim 100 \text{ кВ см}^{-1}$ при использовании фемтосекундных лазерных систем с усилителями.

Использование кристаллов DAST для генерации ТГц излучения

В течение последних 10 лет в нелинейной оптике все больше находится применений искусственно созданным органическим материалам. Большинство органических

молекул с высокой гиперполяризуемостью кристаллизуются в центрально-симметричные кристаллы в результате сильного диполь-дипольного взаимодействия и, следовательно, не проявляют нелинейных свойств второго порядка. Однако, включая в состав кристалла молекулы с сильными нелинейными свойствами как катионы в органических солях, можно, в зависимости от аниона, получить нецентрально симметричные кристаллы с большой макроскопической нелинейностью второго порядка. Один из лучших примеров органической соли 4N, N-диметиламино 4o-No –метилстилбазол-тозилат (DAST), его химическая структура приведена на рис. 1.

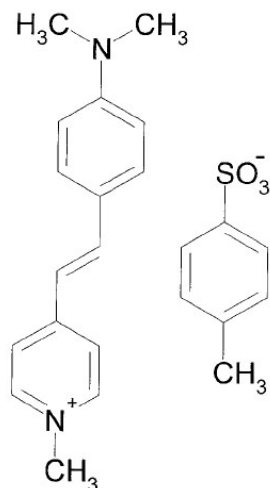


Рис. 1. Химическая структура DAST



Рис. 2. Внешний вид кристаллов DAST

Практика показывает [1, 2], что могут быть выращены большие кристаллы DAST хорошего оптического качества, сочетающие в себе малую диэлектрическую постоянную и высокую нелинейность, эти свойства позволяют ожидать, что кристаллы DAST могут применяться для высокоскоростной модуляции и смешивания частот, в частности для генерации и детектирования ТГц излучения.

Фотопроводящие полупроводники выдают импульсы большей (0,4 мкДж) энергии и большей (40 мкВт) средней мощности. Спектральный максимум этих импульсов, однако, находится ниже 1 ТГц. При оптическом детектировании, наоборот, могут генерироваться импульсы с максимумом на частоте порядка нескольких десятых долей ТГц.

Обычно при нелинейных процессах генерация импульсов высокой энергии требует совпадения фаз оптического и ТГц импульса.

Температура плавления	256°C
Показатели рефракции	$n1(720\text{ nm}) = 2.519$, $n2(720\text{ nm}) = 1.720$, $n3(720\text{ nm}) = 1.635$
Коэффициенты оптической нелинейности	$d11(1318\text{ nm}) = 1010\text{ pm/V}$, $d11(1542\text{ nm}) = 290\text{ pm/V}$, $d26(1542\text{ nm}) = 39\text{ pm/V}$
Электрооптические коэффициенты	$r11(720\text{ nm}) = 92\text{ pm/V}$, $r11(1313\text{ nm}) = 53\text{ pm/V}$, $r11(1535\text{ nm}) = 47\text{ pm/V}$
Диэлектрические постоянные	$\epsilon_1(3\text{ kHz}) = 5.2$, $\epsilon_2(3\text{ kHz}) = 4.1$, $\epsilon_3(3\text{ kHz}) = 3.0$

Таблица 1. Физические свойства кристаллов DAST

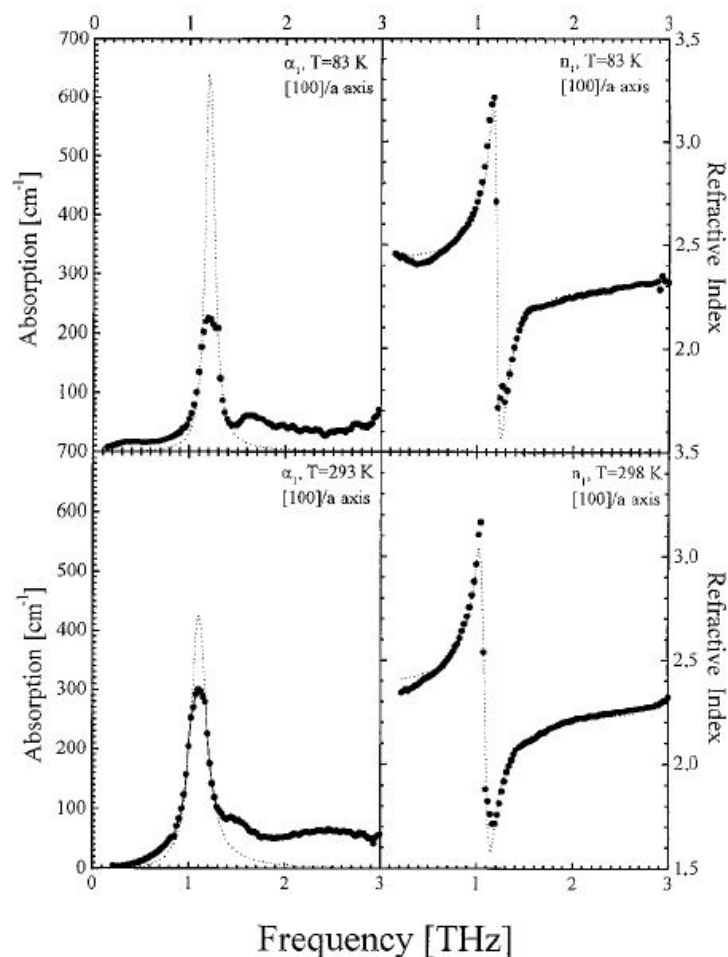


Рис. 3. Поглощение и показатель преломления для DAST. Пунктирные кривые рассчитаны как обычные лоренцевские контуры

Генерацией на разностной частоте с использованием нелинейных оптических кристаллов получалось излучение 0,3–7 ТГц в таких кристаллах как GaAs, ZnTe, LiNbO₃, GaSe и ZnGeP₂. Однако для генерации на разностной частоте свыше 10 ТГц трудно использовать неорганические нелинейные кристаллы из-за сильного поглощения фоно-

нов. Органические нелинейные кристаллы, наоборот, оказываются наилучшей средой для генерации широкополосного ТГц излучения.

Несмотря на свои превосходные характеристики, DAST не используется для практических приложений из-за крайней сложности выращивания высококачественных кристаллов большого размера. В настоящее время высококачественные кристаллы DAST выращиваются так называемым наклонным методом [2], заключающимся в спонтанном образовании центров кристаллизации и последующего роста отдельного кристалла. Методом оптического детектирования фемтосекундных импульсов кристаллами DAST генерируется импульсное ТГц излучение с частотами спектра до 15 ТГц [3]. При использовании высококачественных кристаллов DAST толщиной 1 мм и параметрического оптического осциллятора на основе КТР получалось устойчивая генерация ТГц излучения со спектром, лежащем в пределах 0,2–1,5 ТГц, а в кристалле толщиной 0,2 мм спектр генерируемого излучения был 1,5–6,5 ТГц [4]. Выходная мощность ТГц излучения зависит от свойств поглощения и фазового синхронизма при генерации на разностной частоте.

Исследование свойств поглощения и показателя преломления в ТГц области проводились в работе [5] (рис. 3).

Фононный резонанс в кристаллах DAST наблюдается на частоте 1,1 ТГц.

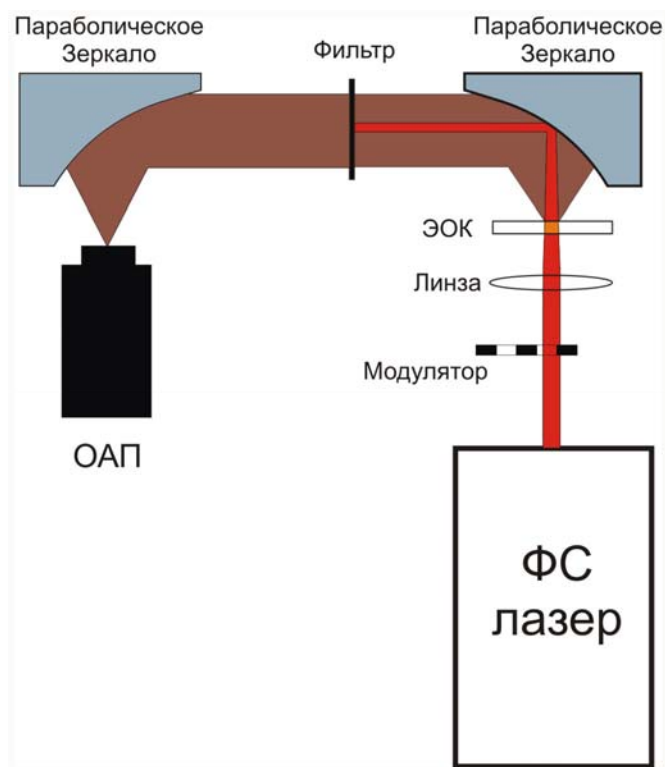


Рис. 4. Схема установки для генерации ТГц излучения с помощью кристаллов DAST. ТГц излучение с помощью пары металлических параболических зеркал собирается на оптико-акустический преобразователь, тефлоновый фильтр исключает попадание на детектор возбуждающего излучения

Ниже приведены экспериментальные результаты генерации ТГц излучения с помощью кристаллов DAST на установке, схема которой приведена на рис. 4. Первое, что было сделано – это исследование зависимости эффективности генерации от расположения кристалла. На рис. 5 приведена зависимость интенсивности ТГц излучения от угла поворота кристалла, четко выраженные максимумы показывают, что эффективность генерации зависит от взаиморасположения осей кристалла и поляризации возбуждающего излучения.

Зная профиль пучка между параболой и размеры кристалла, на котором генерируется ТГц излучение, нетрудно рассчитать частоты, приносящие максимальный вклад в спектр излучения. На рис. 6 показан профиль пучка, исходя из которого, было рассчитано, что максимум спектра приходится приблизительно на 1,2 ТГц.

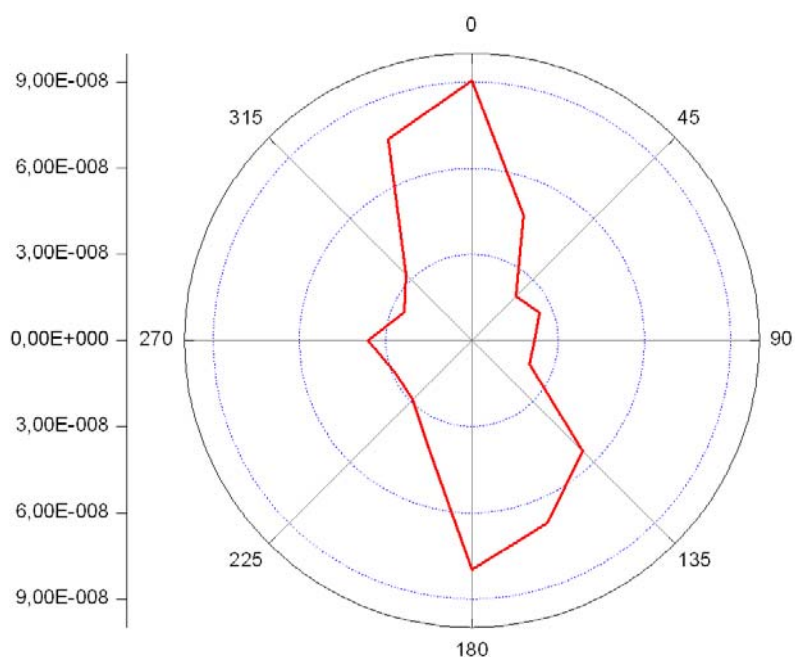


Рис. 5. Зависимость интенсивности генерации ТГц излучения от угла поворота кристалла

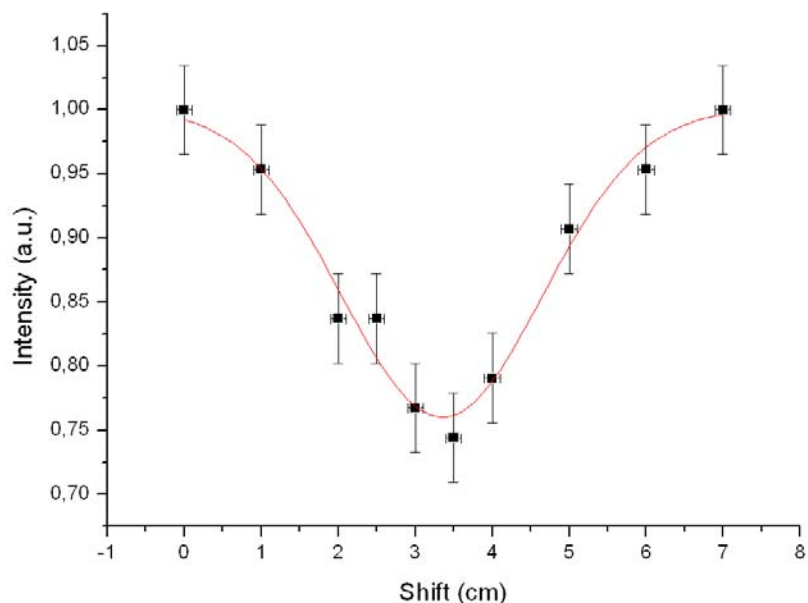


Рис. 6. Профиль ТГц пучка

Также была исследована зависимость эффективности генерации ТГц излучения от мощности накачки. Результаты приведены на рис. 7. На графике видна довольно четкая квадратичная зависимость, что хорошо согласуется с теорией.

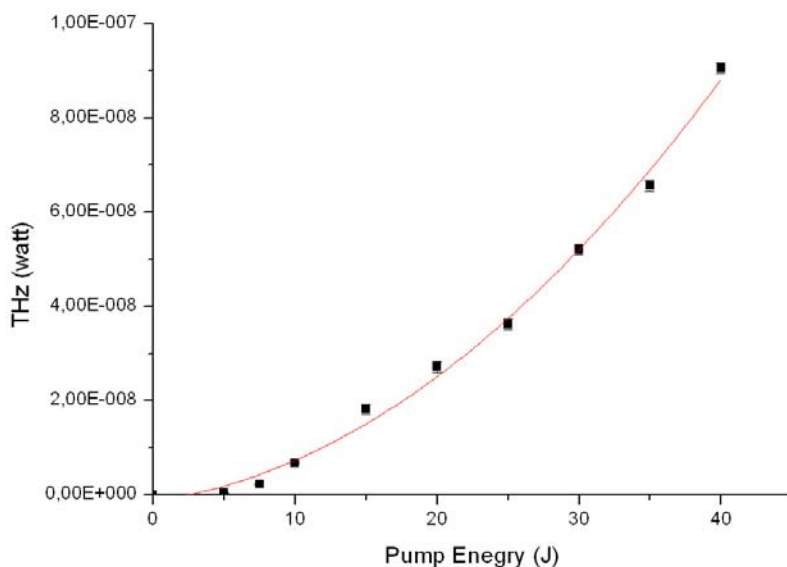


Рис. 7. Зависимость интенсивности ТГц излучения от энергии накачки

На рис. 8. показан спектр генерируемого ТГц излучения при использовании кристаллов DAST размером $3 \times 3 \times 0,5$ мм [4].

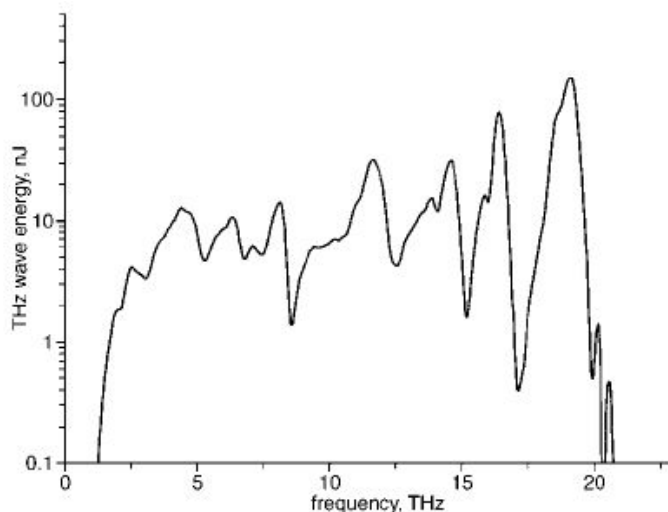


Рис. 8. Спектр ТГц излучения, полученного в кристалле DAST размером $3 \times 3 \times 0,5$ мм [4]

Различие наших результатов и спектра, полученного в работе [4], легко объясняется разницей параметров используемых фемтосекундных импульсов – у нас импульсы имели длительность порядка 40–50 фс, в то время как спектр получен для ТГц импульсов, сгенерированных с помощью фемтосекундных импульсов длительностью 10–15 фс, у которых гораздо более широкий спектр.

Для сравнения характеристик нелинейных оптических кристаллов используется формула (1) [6], описывающая эффективность генерации различных частот длинными плоскими импульсами с учетом поглощения. Обычно поглощение в ТГц диапазоне значительно выше, чем в ближнем инфракрасном излучении входного импульса. Для условия совпадения фаз формула выглядит следующим образом [7]:

$$\eta_{THz} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{THz}^2 c^3} \exp\left(-\alpha_{THz} L/2\right) \frac{sh^2\left(\alpha_{THz} L/4\right)}{\left(\alpha_{THz} L/4\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь ω – угловая частота в ТГц, d_{eff} – эффективный коэффициент нелинейности, I – интенсивность видимого света, L – длина кристалла, α_{THz} – коэффициент поглощения ТГц излучения, n_v и n_{THz} – показатели преломления видимого и ТГц излучения соответственно. Если поглощение мало, то формула упрощается:

$$\eta_{THz} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\epsilon_0 n_v^2 n_{THz} c^3}, \quad (2)$$

а для большого поглощения она трансформируется в

$$\eta_{THz} = \frac{8\omega^2 d_{eff}^2 I}{\epsilon_0 n_v^2 n_{THz} c^3 \alpha_{THz}^2}. \quad (3)$$

Таким образом, получается два показателя (первый – для слабо поглощающих, второй – для сильно поглощающих кристаллов):

$$K_{Weak} = \frac{d_{eff}^2}{n_v^2 n_{THz}}, \quad (4)$$

$$K_{Strong} = \frac{d_{eff}^2}{n_v^2 n_{THz} \alpha_{THz}^2}. \quad (5)$$

Эффективность преобразования зависит от этих показателей.

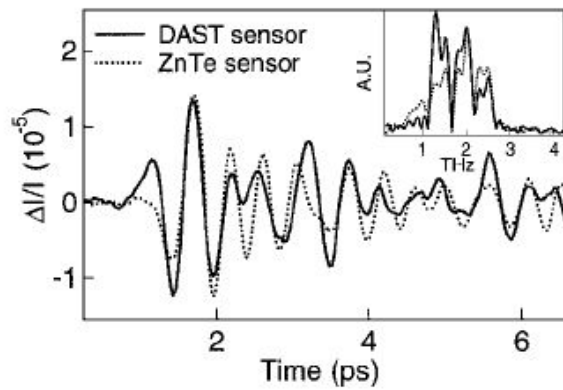


Рис. 9. Детектирование ТГц излучения кристаллами DAST и ZnTe

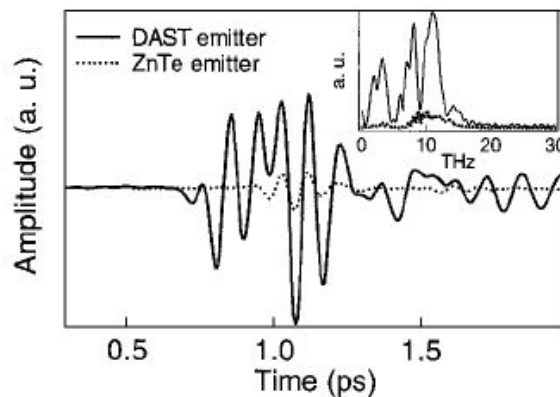


Рис. 10. Генерация ТГц импульсов с помощью кристаллов DAST и ZnTe

На рис. 9 и 10 приведены сравнительные характеристики DAST и ZnTe как источников и приемников ТГц излучения [3]. В кристаллах DAST превосходно генерируется излучение частотой менее 3 ТГц. Результаты, представленные на рис. 7 и 8, получены при использовании 15 фс импульсов накачки, кристалла DAST толщиной 0,1 мм и ZnTe

кристалла толщиной 30 мкм, результаты, как видно, отличаются приблизительно в 6 раз. Так как длина когерентности в ZnTe менее 30 мкм для частот порядка 10–20 ТГц, то увеличение толщины ZnTe кристалла не приведет к повышению эффективности генерации [3]. Таким образом, кристаллы DAST проявляют себя как перспективный источник широкополосного ТГц излучения особенно в сравнении с уже существующими техниками.

Генерация ТГц излучения при пробое в газах

Генерация ТГц излучения при фокусировке основной и второй гармоник фемтосекундного лазера в воздухе – одна из самых новых техник генерации ТГц излучения, не требующая наличия какой-либо специальной среды. Механизм генерации довольно прост: при смешении первой и второй гармоник на плазменной нелинейности генерируется излучение разностной частоты [7]

$$E_{ТГц}(t) \propto \chi^{(3)} E_{2\omega}(t - \tau) E_{\omega}^*(t) E_{\omega}^*(t) \cos(\varphi). \quad (6)$$

Генерация происходит на плазменной нелинейности, плазма же создается фокусирующей пучка в воздухе.

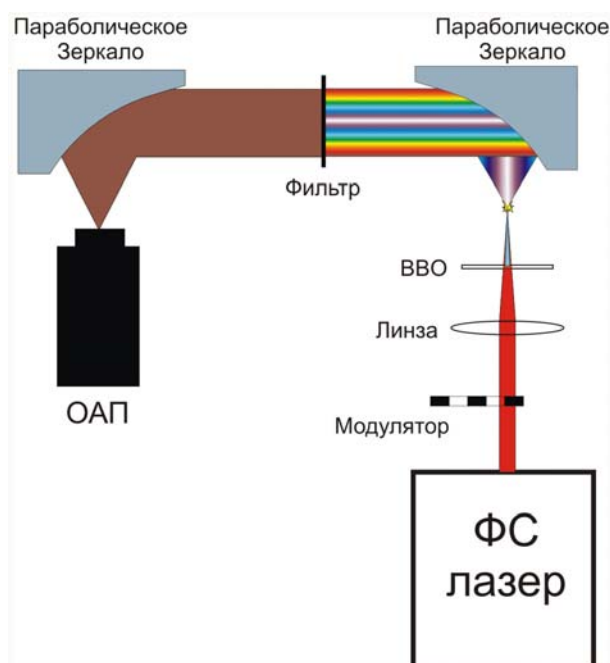


Рис. 11. Схема для генерации ТГц излучения на пробое воздуха

На рис. 11 излучение фемтосекундной лазерной системы и второй гармоники этого излучения, полученной на кристалле ВВО, собирается линзой, в фокусе образуется искра, где и генерируется суперконтинуум, в том числе и излучение ТГц диапазона. На рис. 12 показана экспериментально полученная зависимость от сдвига кристалла ВВО, что, учитывая разность скоростей распространения первой и второй гармоник (808 и 404 нм соответственно), соответствует разрешению в десятки аттосекунд! Видно хорошее соответствие теории, интенсивность периодически зависит от разности фаз. Данная техника может также применяться для детектирования ТГц излучения [9], так как амплитуда второй гармоники, генерируемой в плазме при детектировании, пропорциональна амплитуде ТГц излучения.

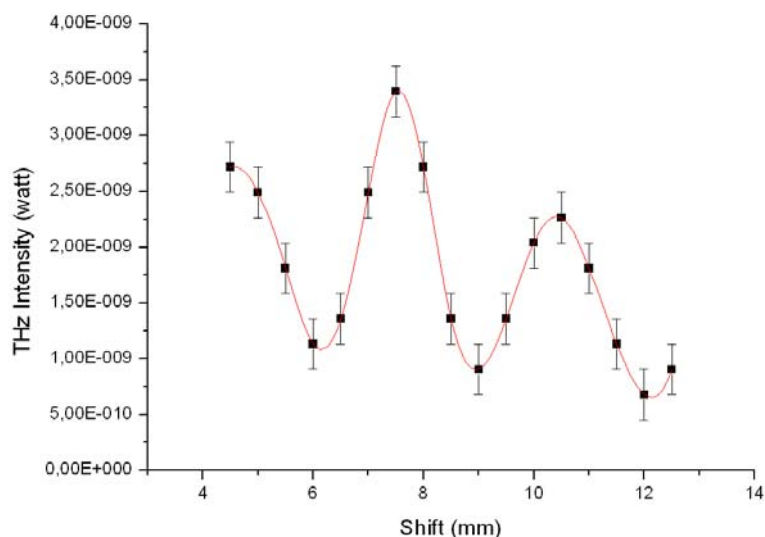


Рис. 12. Зависимость интенсивности ТГц излучения от сдвига кристалла ВВО

Заключение

Оба рассмотренных метода при должном подходе могут быть использованы для эффективной генерации ТГц излучения.

Литература

1. Arno Schneider, Ivan Biaggio, Peter Gunter // «Optimized generation of THz pulses via optical rectification in the organic salt DAST» // Optics Communications. – 2003. – 224. – 337–341.
2. Mori Y., et al. Slope nucleation method for the growth of high-quality 4-dimethylamino-methyl-4-stilbazolium-tosylate (DAST) crystals // Jpn. J. Appl. Phys. – Vol. 2000. – №39. – P. L1006–L1008.
3. P.Y. Han, M. Tani, F. Pan, X.-C. Zhang. Use of the organic crystal DAST for terahertz beam applications // Optics letters. – Vol. 25. – № 9. – P. 675–677.
4. T. Taniuchi, S. Okada, and H. Nakanishi. Widely-tunable THz-wave generation in 2–20THz range from DAST crystal by nonlinear difference frequency mixing, // Electron. Lett. – 2004. – Vol. 40. – №60–61.
5. Markus Walther, Kasper Jensby, Soeren Rud Keiding, Hidenori Takahashi, Hiromasa Ito. Far-infrared properties of DAST // Optics letters. – Vol. 25. – № 12. – P. 911–913.
6. J. Hebling, A.G. Stepanov, G. Alm'asi, B. Bartal, J. Kuhl. Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts // Appl. Phys. B – 2004. – Vol. 78. – P. 593–599.
7. D.J. Cook and R.M. Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Optics Letters. – 2000. – Vol. 25. – Issue 16. – P. 1210–1212.
8. M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1120–1122.
9. J. Dai, X. Xie, and X.-C. Zhang. Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 103903.

ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОГО ПОЛОЖЕНИЯ ПЕРЕМЕЩАЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

А.С. Грабарник

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.А. Коняхин

В работе ведется исследование автоколлимационной оптико-электронной системы измерения углового положения перемещаемых объектов. Принцип действия системы основан на использовании в отражательной системе элемента на основе явления анаморфозы.

Введение

При выполнении сборочных и юстировочных работ и при решении других задач приборостроения и машиностроения часто возникает необходимость осуществления бесконтактных дистанционных измерений взаимной угловой ориентации разнесенных в пространстве объектов. Например, отсутствуют угломеры, способные обеспечить измерение угла скручивания при одновременном изменении дистанции между базовым и контролируемым объектами. Целью работы является исследование автоколлимационной оптико-электронной системы для определения угла скручивания, принцип действия которой основан на использовании явления анаморфозы. Указанная цель достигается:

1. изучением современных методов и средств угловых измерений и основных требований к оптико-электронным угломерам;
2. исследованием автоколлимационной углоизмерительной системы с контрольным элементом на основе анаморфозы;
3. исследованием возможности практической реализации данного типа приборов на основе существующей математической модели системы, средств программной обработки получаемых изображений и проведения экспериментальных опытов.

Принцип действия углоизмерительной системы

Величина угла скручивания в большинстве схем углоизмерительных приборов определяется по величине смещения энергетического центра изображения марки. Однако на смещение энергетического центра влияют различные параметры источника и приемника излучения. Этим, а также конструктивными особенностями схем приборов, объясняются многие недостатки существующих угломеров, в частности, интересующая нас возможность создания углоизмерительного прибора, способного выполнять измерения при изменении дистанции до контролируемого объекта. Все это ведет к необходимости поиска другого принципа определения угла скручивания и другой конструкции угломера.

Существуют системы, которые позволяют получать изображения с различным масштабом в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, например, со значительным расширением в одном направлении и (или) сжатии в другом. Процесс проектирования пропорционального во всех отношениях изображения в непропорциональное называется трансформированием, а оптические системы, создающие эти изображения – анаморфозными системами.

Основной особенностью исследуемого углоизмерительного прибора является наличие в составе контрольного элемента призматической анаморфозной телескопической системы. Основной задачей при создании подобного прибора является увеличение дальности измерения путем уменьшения угла отражения автоколлимационного пучка. Прибор работает по следующему принципу (рис. 1): излучение от фотоэлектрического автоколлиматора (1) направляется на отражатель (9), перед которым располагают ана-

морфозную телесистему (8), выполненную из двух клиньев. Изображение марки (4) строят на многоэлементном ПЗС фотоприемнике (7). При повороте объекта совместно с ним поворачивается анаморфозная телесистема (8), что приводит к изменению формы и размера изображения марки (4) на фотоприемнике (7), по изменению пространственного положения которой вычисляют угол скручивания объекта. Автоколлиматор (1) включает: источник света (2), конденсатор (3), марку (4), светоделитель (5), объектив (6), фотоприемник (7) и блок обработки (на рисунке не показан).

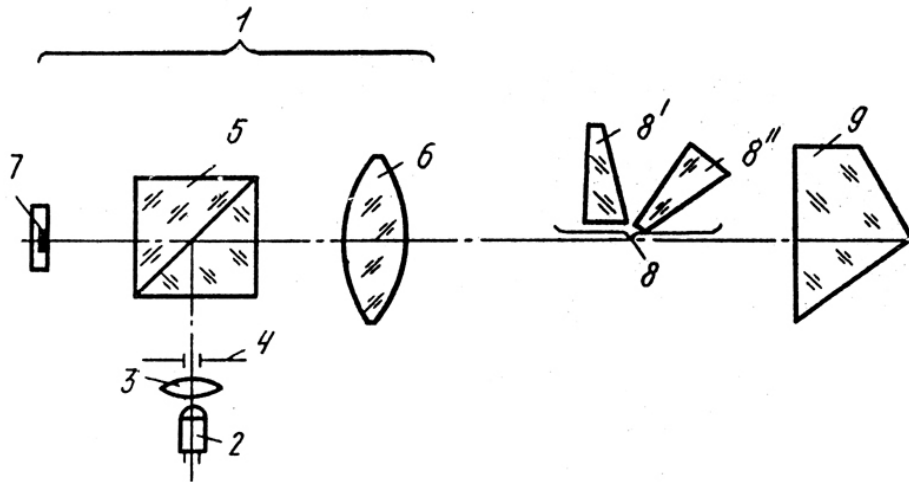


Рис. 1. Схема углоизмерительной системы

Фотоприемник выполнен в виде матрицы приборов с зарядовой связью (ПЗС). Анаморфозная телесистема (8) установлена на половине выходного зрачка автоколлиматора (1) и скреплена с отражателем (9).

Свойства элемента на основе эффекта анаморфозы и его использование

Телескопическая система скреплена с отражателем, установлена на половине выходного зрачка автоколлиматора и ориентирована так, что ее первая по направлению излучения грань перпендикулярна оптической оси автоколлиматора. Вершины оптических клиньев направлены в противоположные стороны и их главные сечения расположены в плоскости, параллельной диагонали марки.

Оптические клинья (рис. 2) установлены последовательно по ходу излучения таким образом, что углы падения ε_1 и ε_2 и преломления ε'_1 и ε'_2 луча на первой преломляющей грани первого и второго клиньев равны нулю, углы отклонения пучка излучения после прохождения первого и второго клиньев имеют противоположные знаки. Оба клина выполнены из материала с одинаковым показателем преломления и имеют равные по абсолютной величине преломляющие углы. Угол $\theta_{1,2}$, определяющий взаимное положение двух клиньев по абсолютной величине, равен углу преломления на второй поверхности первого клина:

$$\theta_{1,2} = \varepsilon'_2 - \arcsin(n \sin \theta).$$

Величина преломляющего угла θ каждого из клиньев

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{A-1}{An^2-1}},$$

где $A = \frac{z_n}{G}$, $G = \sqrt{2a}$, n – показатель преломления стекла призм, z_n – размер приемной площадки фотоприемника, a – сторона диафрагмы.

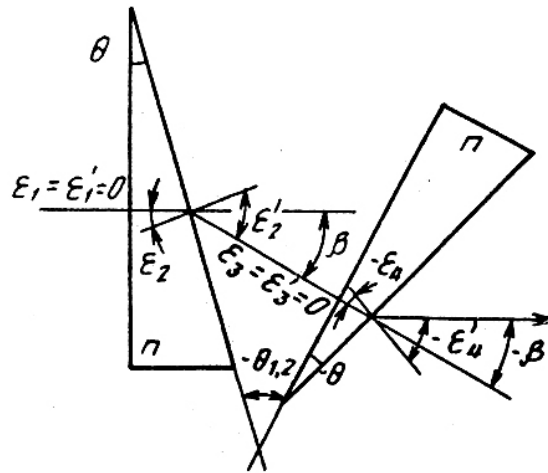


Рис. 2. Анаморфозная система

Коллимированный пучок лучей, формируемый от марки (4) (рис. 1) объективом (6) автоколлиматора, направляют на отражатель (9). Половина пучка проходит анаморфозную телесистему (8) в прямом ходе излучения, а другая его половина – в обратном ходе излучения от отражателя (9). Возвращенный от отражателя (9) пучок света объективом (6) автоколлиматора (1) проецируется на фотоприемник (7), где строятся изображения марки (4), трансформированные анаморфозной телесистемой (8). При повороте контролируемого объекта вместе с ним поворачиваются отражатель (9) и анаморфозная телесистема (8). Вследствие поворота главного сечения анаморфозной телесистемы (8) происходит изменение формы и размера изображения марки на фотоприемнике (7) (рис. 3).

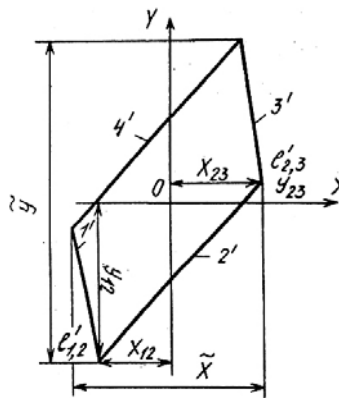


Рис. 3. Искаженное изображение марки

Координаты \tilde{X} и \tilde{Y} изображения марки $\tilde{X} = X_{\max} - X_{\min}$ и $\tilde{Y} = Y_{\max} - Y_{\min}$. Угол поворота φ вычисляют из соотношения

$$\varphi = \frac{1}{2} \times \arccos \left(\frac{\tilde{Y} - \tilde{X}}{\tilde{Y} + \tilde{X}} \right) \left(\frac{A+1}{A-1} \right),$$

где A – коэффициент анаморфозы телескопической анаморфозной системы,

$$A = \frac{1 - \sin^2 \theta}{1 - n^2 \sin^2 \theta}.$$

Однако недостатком данной системы является малая для большинства практических задач точность измерения угла скручивания. Для данной системы она определяется величиной коэффициента A , которая, как показывает анализ литературных источни-

ков, не превосходит 1,8–2, что недостаточно для построения высокоточной углоизмерительной системы. Увеличение дальности достигается тем, что на второй половине исходного зрачка световозвращателя установлено скрепленное с ним двугранное зеркало с прямым углом между отражающими плоскостями таким образом, что ребро двугранного зеркала составляет угол α с главным сечением оптических клиньев, составляющих телескопическую анаморфозную систему (рис. 4).

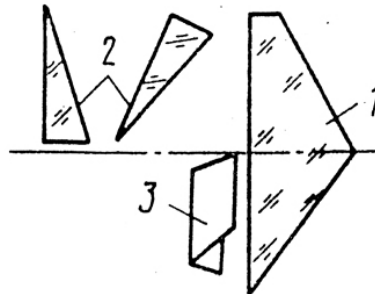


Рис. 4. Усовершенствованный вариант анаморфозной системы

Эффект увеличения чувствительности, а следовательно, и точности измерения путем установки перед световозвращателем двугранного зеркала наблюдается при любых значениях угла α , кроме $\alpha = m \cdot 90$, где $m = 0, 1, 2, \dots$

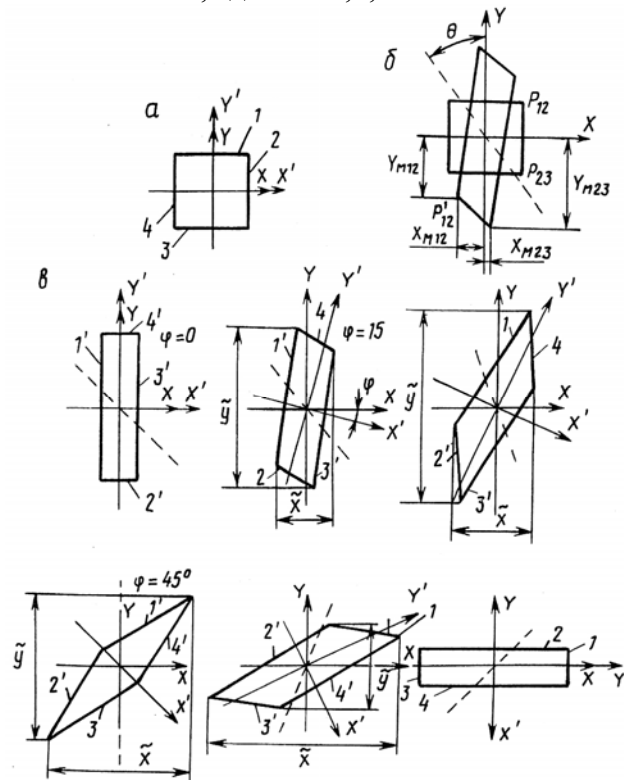


Рис. 5. Изображения марки в усовершенствованной анаморфозной системе при различных углах поворота

Если предположить, что ребро двугранного зеркала совпадает с плоскостью действия анаморфозы системы клиньев или перпендикулярно ей, то уменьшенное (или увеличенное) в A раз изображение марки, образуемое после прохождения пучком анаморфозной системы в прямом ходе, не претерпевает изменений в пространстве после отражения зеркалом и после прохождения в обратном ходе анаморфозной системы,

увеличившись (или уменьшившись) в A раз, приобретает вид исходной марки. В этом случае отсутствует изменение формы изображения, и устройство непригодно для определения угла скручивания φ . При любых других значениях α изображение марки, получившееся после двукратного прохождения анаморфозной системы, не имеет исходного вида. Полученное изменение формы изображения позволяет измерить угол поворота φ . При $\alpha=45^\circ$ (рис. 5, б, в) изображение марки, полученное после прохождения анаморфозной системы, поворачивается зеркалом при отражении на 90° , благодаря чему достигается максимальное искажение формы изображения марки.

Наибольший трансформирующий эффект достигается, когда ребро зеркала составляет угол 45° с плоскостью действия анаморфозы, при этом плоскость пучка с измененным углом расходимости повернется на 90° (ортогонально плоскости действия анаморфозы). Затем пучок повторно отражается от световозвращателя и вновь проходит анаморфозную систему. При этом также меняется угол расходимости пучка в плоскости действия анаморфозы. Однако вследствие отражения от двугранного зеркала второе изменение угла расходимости пучка происходит в плоскости, ортогональной плоскости изменения расходимости после первого прохождения анаморфозной системы. В результате пучок претерпевает существенное трансформирование, что определяет увеличение суммарного коэффициента анаморфозы. Это определяет высокую чувствительность к углу скручивания углоизмерительной системы, использующей рассмотренную отражающую систему.

Для наилучшего использования трансформирующего действия анаморфозной системы для определения угла скручивания необходимо правильно выбрать форму диафрагмы марки. Форма диафрагмы не должна обладать зеркальной симметрией относительно хотя бы одной плоскости, проходящей через оптическую ось объектива. Только в этом случае по изменению формы и размера изображения марки определить углы поворота контролируемого объекта относительно оси OX . Проанализируем возможность определения угла скручивания при использовании трех конфигураций марок: ромба, квадрата и треугольника.

1. При использовании марки в виде ромба, диагонали которой располагаются параллельно с главными осями оптических клиньев, зависимость угла поворота от геометрических параметров марки имеет вид

$$\varphi = 0,5 \arccos \left(\frac{z - y}{z + y} \cdot \frac{K_a + 1}{K_a - 1} \right).$$

В этих выражениях величины y и z – измеренные матричным фотоприемником размеры изображения марки, K_a – коэффициент анаморфозы отражателя.

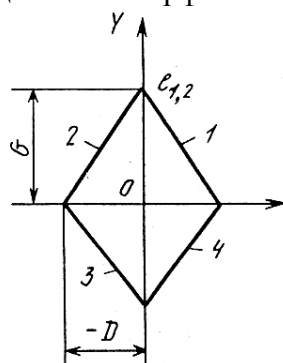


Рис. 6. Вид излучающей марки

2. Рассмотрим теперь случай марки квадратной формы (рис. 7), стороны которой параллельны координатным осям. Выражение для величины φ принимает вид:

$$\eta = \frac{(z - y)}{(z + y)} = \frac{(K_a - 1)\cos(2\varphi)}{[(K_a + 1) - \sin(2\varphi)(K_a - 1)]}$$

Из графика функции $\eta = \eta(\varphi)$ следует, что использование квадратной марки со сторонами, параллельными осям OY и OZ , приводит к появлению неоднозначности в характеристике $\eta = \eta(\varphi)$ и, следовательно, к усложнению настройки прибора и к уменьшению диапазона измеряемых углов.

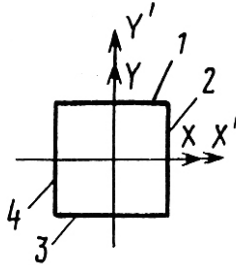


Рис. 7. Вид излучающей марки

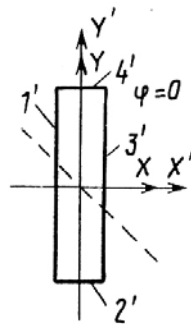


Рис. 8. Изображение марки для $\varphi = 0$

3. Для марки треугольной формы (рис. 9) выражения приобретают вид

$$m_a = \frac{y}{z}, \quad m_a = \frac{K_a \cos^2(\varphi) + \sin^2(\varphi) + K_a \sin(\varphi)\cos(\varphi) - \sin(\varphi)\cos(\varphi)}{2(K_a \sin^2(\varphi) + \cos^2(\varphi))},$$

$$\eta = \frac{\cos^2(\varphi)(0,5K_a - 1) + \sin^2(\varphi)(0,5 - K_a) + 0,5\sin(\varphi)\cos(\varphi)(K_a - 1)}{\cos^2(\varphi)(0,5K_a - 1) + \sin^2(\varphi)(0,5 + K_a) + 0,5\sin(\varphi)\cos(\varphi)(K_a + 1)}.$$

При построении графиков зависимостей $m_a = m_a(\varphi)$ и $\eta = \eta(\varphi)$ становится очевидной неоднозначность этих функций в начальном диапазоне углов, что усложняет настройку прибора и уменьшает диапазон измеряемых углов.

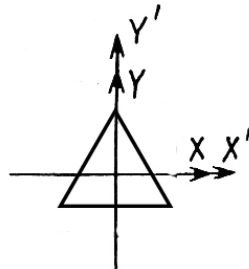


Рис. 9. Вид излучающей марки

На основе проведенного анализа становится очевидна необходимость использования марки в форме ромба, так как это позволяет существенно упростить расчет и повысить точность измерений.

Статическая характеристика угломера с маркой в форме ромба

Для интервала $\varphi \in [26,5, 63,5^\circ]$ статистическая характеристика угломера, использующего рассмотренную систему близка к линейной и определяется выражением

$$\varphi = 0,5 \arccos \left[\frac{A}{1+A^2} \eta \right], \quad \eta = \mathcal{F} - \mathcal{K},$$

где \mathcal{K} и \mathcal{F} – размеры изображения марки по осям OX и OY соответственно (рис.6); A – коэффициент анаморфозы призмной анаморфозной системы. Зависимость $\eta = f(\varphi)$ при $A = 2$ для разработанной отражательной системы приведена на рис. 10.

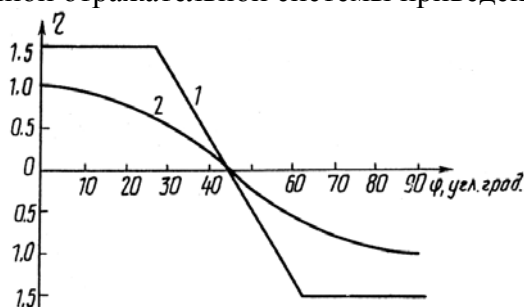


Рис. 10. Статическая характеристика усовершенствованной системы (1) и исходной (2)

Чувствительность для участка $\varphi \in [26,5, 63,5^\circ]$ определяется выражением

$$\frac{d\eta}{d\varphi} = -2 \frac{1+A^2}{A} \sin 2\varphi.$$

Чувствительность прототипа при использовании в качестве информативного параметра значения

$$\eta = \mathcal{F} - \mathcal{K} = (A-1) \cos 2\varphi$$

определяется выражением

$$\frac{d\eta}{d\varphi} = -2(A-1) \sin 2\varphi.$$

Сравнивая эти выражения, видим увеличение чувствительности при использовании предлагаемого отражателя в $\frac{1+A^2}{A(A-1)}$ раз. Например, при $A=2$ чувствительность по-

вышается в 2,5 раза (рис. 10). Таким образом, предлагаемая отражательная система обладает более высокой чувствительностью и, следовательно, точностью по сравнению с прототипом. При этом сохраняется возможность ее использования при изменении дистанции до контролируемого объекта.

Особенности практической реализации прибора

Проведенный аналитический расчет показал теоретическую возможность построения необходимой оптико-электронной системы, однако для подтверждения полученных теоретических результатов, а также для выявления возможных сложностей практической реализации был проведен эксперимент с существующей анаморфозной системой, в результате чего были получены искаженные изображения ромбовидной марки.



Рис. 11. Экспериментальное искаженное изображение марки

Помимо этого, был разработан программный алгоритм по вычислению необходимых для расчета характеристик получаемого изображения:

1. предварительная обработка изображения – очищение от шумов, «дырок» и других «паразитных» объектов, которые могут существенно повлиять на дальнейшие операции анализа (рис. 12);
2. нахождение линейных размеров объекта, на основе которых и осуществляется вычисление необходимой деформации, а затем и угла скручивания контролируемого объекта.

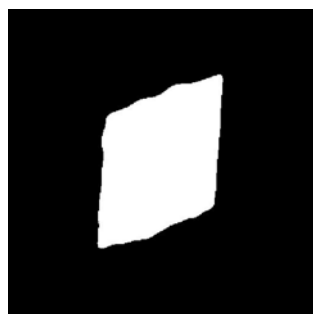


Рис. 12. «Очищенное» бинарное изображение объекта

Альтернативный вариант формы изображения марки и расчета угла скручивания

Помимо рассмотренных выше вариантов форм марок, представляется интересным более простой подход к данной проблеме – использование марки в форме круга. Несмотря на то, что данная форма традиционно считается менее информативной по ряду причин, ее использование, возможно, существенно упростит расчет при допустимом снижении точности. В этом случае при изменении угла поворота контрольного элемента и, соответственно, плоскости действия анаморфозы изображение не деформируется, а лишь поворачивается вокруг собственной оси (рис. 13, а, б).

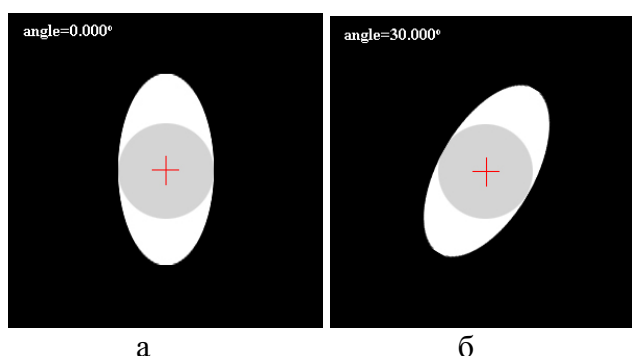


Рис. 13. Влияние анаморфозы на изображение марки в форме круга

Для вычисления угла поворота данного изображения необходимо всего лишь вычислить угол наклона максимальной оси инерции.

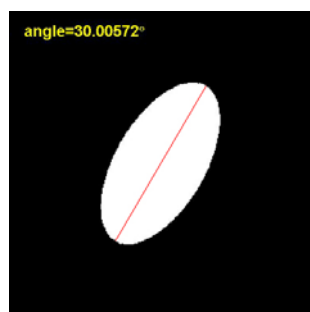


Рис. 14. Угол между максимальной осью инерции и осью X

Заключение

Основные результаты и выводы, полученные в ходе работы по исследованию возможности определения угла скручивания углоизмерительным устройством с контрольным элементом на основе эффекта анаморфозы, заключаются в следующем.

1. На основе анализа существующих методов и схем угломерных приборов сформулированы общие требования к автоколлиматору и отражателю.
2. Исследован новый принцип определения угла скручивания: угол определяется по изменению формы изображения марки анаморфозным элементом, входящим в состав отражателя. Таким образом, обеспечивается возможность независимого измерения угла скручивания по отношению к коллимационным углам, простота конструкции, возможность использования отражателя на подвижных основаниях (в условиях изменения дистанции) при сохранении линейности статической характеристики прибора.
3. Проведен эксперимент и разработана практическая программная реализация алгоритма вычисления угла скручивания на основе деформации реального изображения марки.

Литература

1. Высокоточные угловые измерения. / Под ред. Ю.Г Якушенкова. – М: Машиностроение, 1987.
2. Бондаренко И.Д. Принципы построения фотоэлектрических автоколлиматоров. – Минск: Изд-во Университетское, 1984. – 190 с.
3. АС SU 1728653 А1. Д.Ю. Зубенко, И.А. Коняхин, Э.Д. Панков, 1987.
4. Обработка сигналов и изображений. MatLab – Image Processing Toolbox.– Режим доступа: <http://matlab.exponenta.ru/imageprocess/>
5. Дьяконов В.П. Система MathCad 2000. – М.: Радио и связь, 2001.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАТЕРИАЛАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ

Е.А. Кравцова, А.С. Шамонова

Научный руководитель – к.т.н., доцент Л.А. Губанова

В работе ставилась задача исследования спектрально-люминесцентных свойств нового материала – метафосфата иттербия. Основное внимание уделялось определению сечения вынужденного излучения, что представляет нетривиальную задачу для стекол ввиду сложной штарковской структуры, неоднородного уширения, перекрытия штарковских компонент в спектрах поглощения и люминесценции. Для решения данной задачи использовали метод МакКамбера.

1. Введение

В последнее время наибольший интерес в области оптических телекоммуникационных технологий представляет разработка и исследование новых стекол для волоконных и планарных усилителей, работающих в ближнем ИК-диапазоне спектра. Повышенный интерес проявляется к эрбиевым стеклам, работающим на длине волны 1,5 мкм [1]. Специфика эрбиевых лазеров заключается, прежде всего, в том, что накопление энергии возбуждения на верхнем лазерном уровне в таких стеклах осуществляется преимущественно (или полностью) через канал сенсibilизации. КПД же непосредственного возбуждения ионов Er^{3+} крайне низка из-за относительно слабых полос поглощения [2]. Для ионов Er^{3+} эффективными сенсibilизаторами оказались ионы Yb^{3+} . Существующие данные говорят о том, что чем больше содержание иттербия, тем эффективнее накачка. Предельно большая для стекол концентрация реализуется в метафосфате иттербия, нового материала, разработанного в НИТИОМе (ГОИ).

Целью проведенной работы явилось определение сечения вынужденного излучения в метафосфате иттербия путем анализа спектров поглощения и люминесценции по методу МакКамбера [3]. С целью сравнения свойств и контроля методики кроме стеклообразного метафосфата исследовалось натриевосиликатное стекло. Использовались образцы одинакового молярного содержания Er_2O_3 . Ниже представлены составы этих образцов и концентрации редкоземельных ионов – активаторов:

метафосфат иттербия: $75\text{P}_2\text{O}_5 - 25\text{Yb}_2\text{O}_3$, (0,4 мол. % Er_2O_3);

натриевосиликатное стекло: $64\text{SiO}_2 - 15,5\text{Na}_2\text{O} - 4,5\text{ZnO} - 11,5\text{F} - 1,5\text{Br} - 3\text{Yb}_2\text{O}_3$, (0,4 мол. % Er_2O_3).

2. Методы исследования

2.1. Метод МакКамбера

При расчете и нормировке сечения вынужденного излучения $\sigma_{\text{em}}(\lambda)$ по методу МакКамбера используются спектры поглощения $k(\lambda)$ и люминесценции $I_{\text{lum}}(\lambda)$.

В случае вычисления сечения поглощения нет никаких сложностей. Достаточно измерить на спектрофотометре спектр поглощения и подставить его в соответствующую формулу:

$$\sigma_{\text{abs}}(\nu) = \frac{k(\nu)}{N}, \quad (1)$$

где k – коэффициент поглощения [см^{-1}], N – концентрация ионов активатора [см^{-3}].

Спектры поглощения образцов мы измерили на спектрофотометре Varian Cary 500 (оптическая плотность $D = 0-4$, спектральный диапазон регистрации 300–3300 нм с шагом 0,1 нм). По полученным спектрам рассчитали коэффициенты поглощения для ряда фосфатных и ряда силикатных стекол с различными концентрациями эрбия. Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2. Обнаружено, что с увеличением концентрации

эргия увеличивается интенсивность полосы поглощения, т.е. для стекол с максимально большим содержанием редкоземельных активаторов выполняется закон Бера.

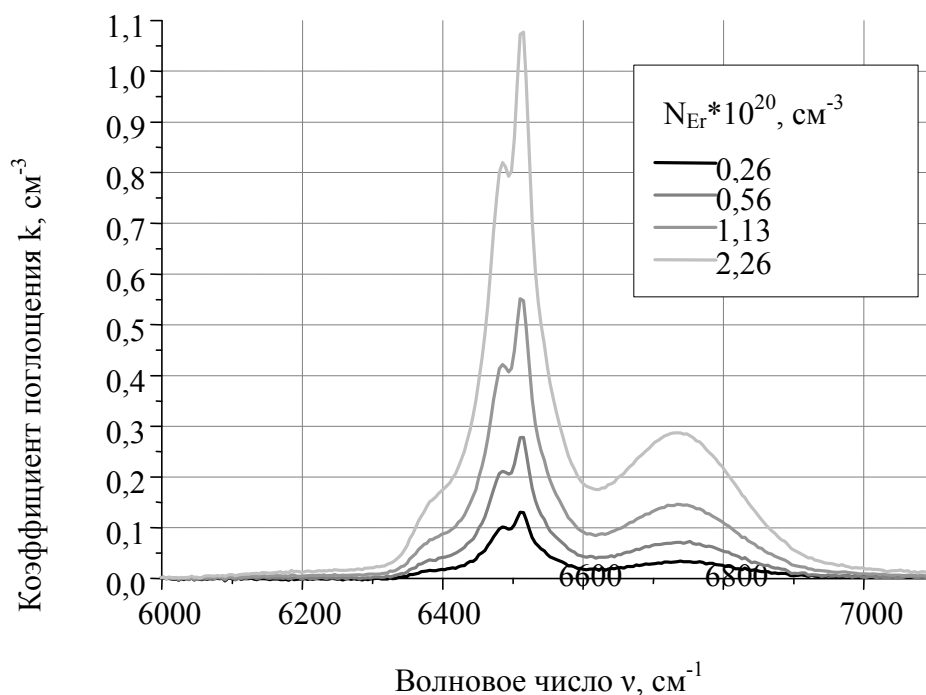


Рис. 1. Спектры поглощения натриевосиликатных стекол, активированных ионами Er^{3+}

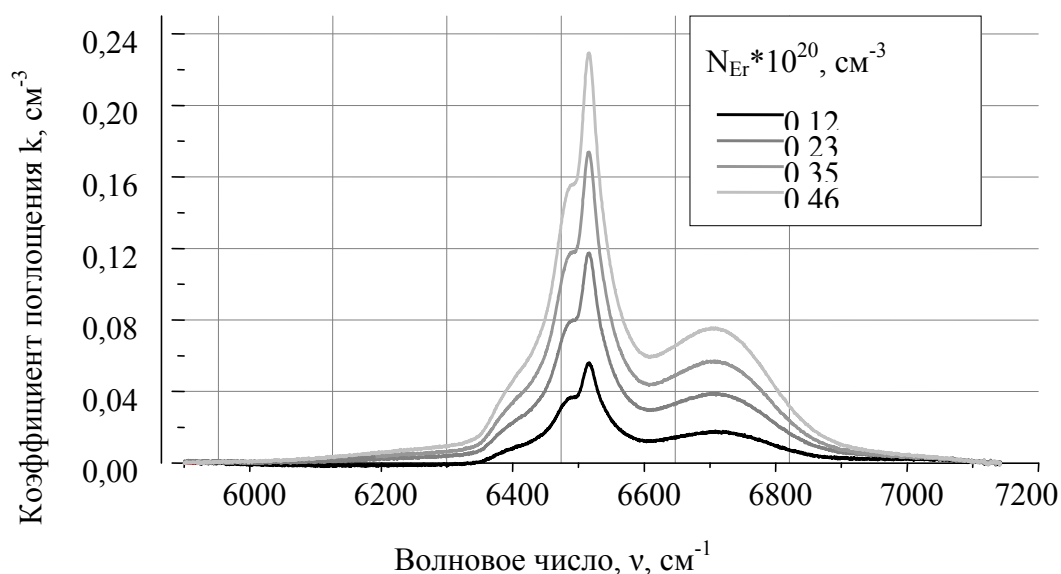


Рис. 2. Спектры поглощения метафосфатных стекол, активированных ионами Er^{3+}

Необходимые для дальнейших расчетов спектры люминесценции были получены измерением образцов на экспериментальной установке, изображенной на рис. 3.

Для накачки образца использовался лазер с длиной волны излучения 975 нм (1). Сигнал люминесценции регистрировался с помощью приемника (7) и усилителя (9). Также использовались: модулятор (2), образец (3), линза (4), спектральный фильтр (5), монохроматор (6), компьютер (9).

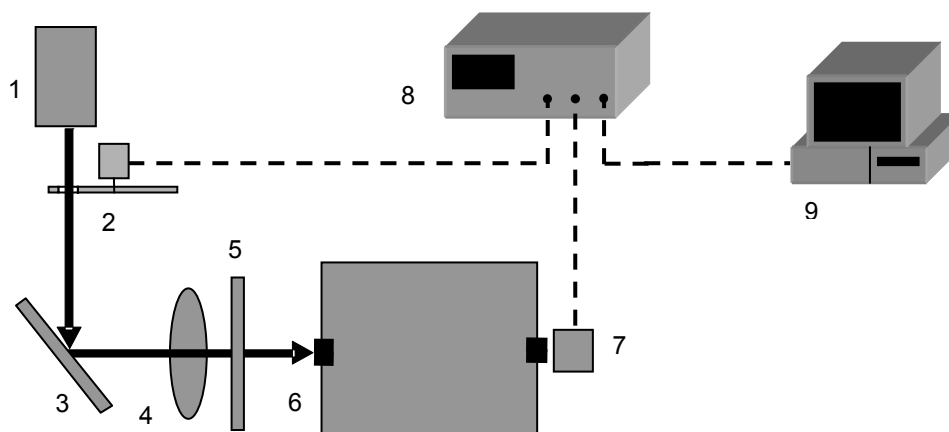


Рис. 3. Измерение люминесценции

Изображенные на рис. 4 и 5 спектры люминесценции метафосфата иттербия и натриевосиликатного стекла получены в относительных единицах. Далее в нашей работе мы нормируем спектр люминесценции, т.е. от относительных единиц производится переход к абсолютным [см^{-1}].

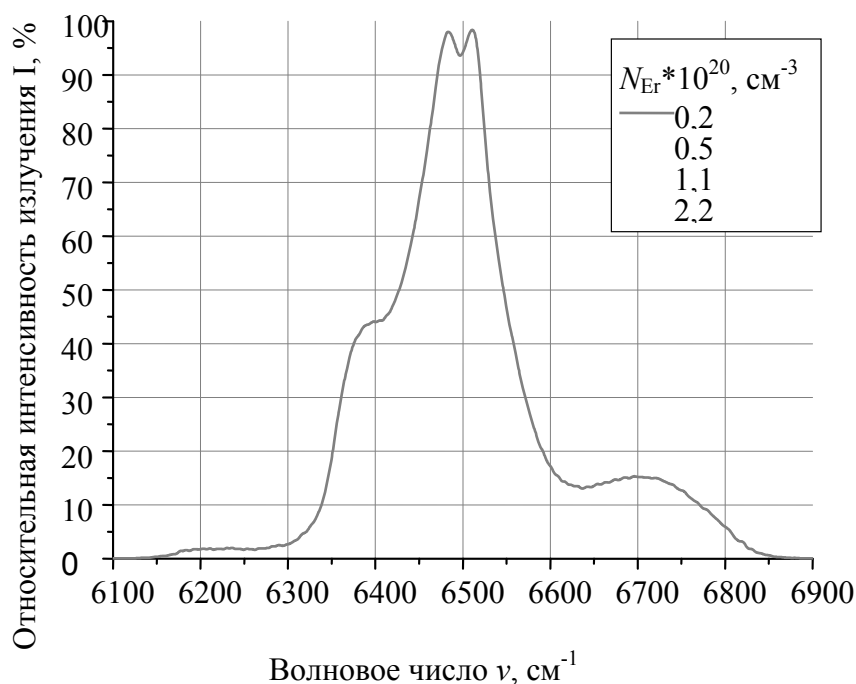


Рис. 4. Спектр люминесценции для силикатных стекол, активированных ионами Er^{3+}

Для получения правильного контура сечения вынужденного излучения необходимо учитывать спектральную чувствительность установки, на которой проводятся измерения спектров.

$$a(\lambda) = I_{\text{fl}}(\nu)S(\lambda), \quad (2)$$

где $S(\lambda)$ – спектральная чувствительность экспериментальной установки. Расчет чувствительности является отдельной процедурой, заслуживающей внимания. На место образца устанавливалась вольфрамовая бэнд-лампа и записывался ее спектр, который принимался за реальный спектр АЧТ. Для расчета теоретического спектра использовалась формула Планка с учетом серости вольфрама [4]:

$$a^{bb}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^4} \left(\exp\left\{ \frac{14384}{\lambda T} \right\} - 1 \right)^{-1} \mu(\lambda, T), \quad (3)$$

где a^{bb} – это плотность фотонов, испускаемых абсолютно черным телом в единичном интервале длин волн; $c_1 = 3,74 \times 10^{-12}$ Вт·см⁻²; $c_2 = 14384$ мкм·К; T – абсолютная температура АЧТ, $T = 2850$ К (при $I = 7,46$ А); $\mu(\lambda, T)$ – коэффициент серости вольфрама. После этого теоретический спектр АЧТ делится на реальный:

$$S(\lambda) = \frac{a^{bb}(\lambda)}{I(\lambda)}, \quad (4)$$

где $I(\lambda)$ – сигнал вольфрамовой бэнд-лампы.

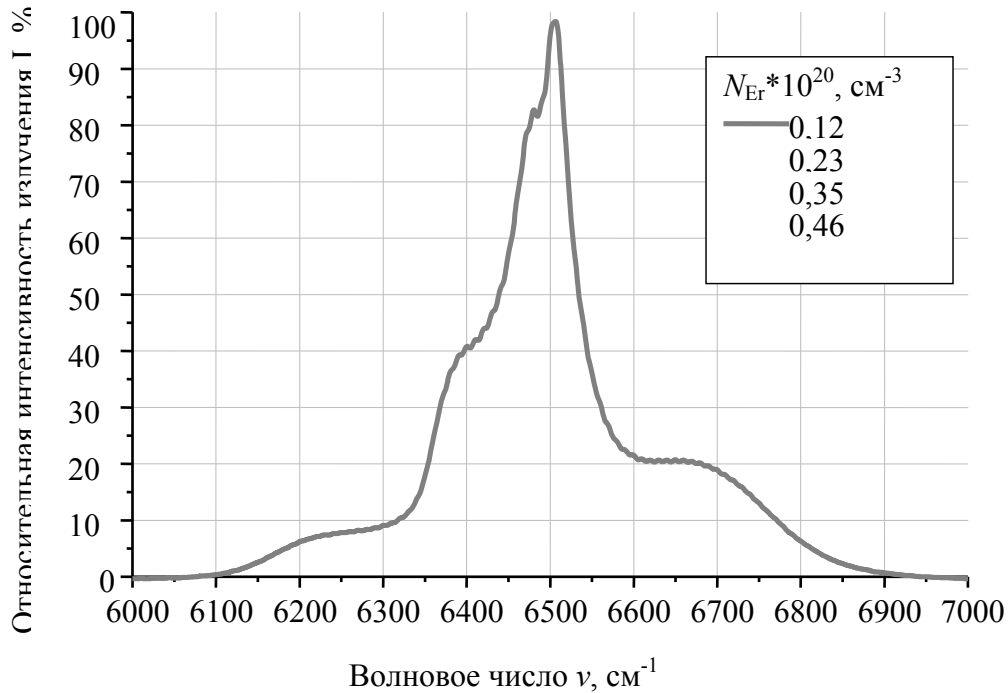


Рис. 5. Спектр люминесценции для метафосфатных стекол, активированных ионами Er^{3+}

Достоинство метода МакКамбера заключается в том, что сечение вынужденного излучения $\sigma_{em}(\nu)$ [см²] может быть посчитано через сечение поглощения $\sigma_{abs}(\nu)$ [см²]:

$$\sigma_{em}(\nu) = \sigma_{abs}(\nu) \exp\left[\varepsilon - \frac{h\nu}{kT} \right], \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана; h – постоянная Планка, $h = 6,6238 \times 10^{-27}$ [эрг·сек]; ν – оптическая частота [см⁻¹]; T – температура, [К]; ε – эффективная энергия зазора между мультиплетами основного $^4I_{15/2}$ и возбужденного $^4I_{13/2}$ состояний. Значение ε можно определить из следующего соотношения:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\sum_{i=1}^8 \exp\left\{ -\frac{E_{1i}}{kT} \right\}}{\sum_{j=1}^7 \exp\left\{ -\frac{E_{2j}}{kT} \right\}} = \frac{1 + \sum_{i=2}^8 \exp\left\{ -\frac{E_{1i}}{kT} \right\}}{\exp\left\{ -\frac{E_0}{kT} \right\} \left[1 + \sum_{j=2}^7 \exp\left\{ -\frac{E_{2j}}{kT} \right\} \right]}, \quad (6)$$

где N_1 – населенность основного уровня $^4I_{15/2}$; N_2 – населенность возбужденного уровня $^4I_{13/2}$; E_{1i} – значения энергетических зазоров между соседними штарковскими ком-

понентами уровня ${}^4I_{15/2}$; E_{2j} – значения энергетических зазоров между соседними штарковскими компонентами уровня ${}^4I_{13/2}$.

Таким образом, чтобы вычислить параметр ε , необходимо знать положение всех штарковских компонент основного ${}^4I_{15/2}$ и возбужденного ${}^4I_{13/2}$ уровней Er^{3+} в конкретной матрице. Поскольку получить эти данные не представляется возможным, была использована модель определения ε , которую предложил Минескалко (W.J. Miniscalko): для этого используются три параметра E_0 , E_1 и E_2 [3]. В этом случае E_0 – это энергия перехода между нижними штарковскими компонентами уровней ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Она определяется как среднее значение положения максимумов спектров поглощения $k(\nu)$ и люминесценции $I_{\text{fl}}(\nu)$. Величины E_1 и E_2 – это средние значения энергетических зазоров между соседними штарковскими компонентами уровней ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ соответственно. Их значения измеряются непосредственно на спектрах поглощения $k(\nu)$ и люминесценции $I_{\text{fl}}(\nu)$. Рассчитав соотношение

$$\exp\left[\frac{\varepsilon}{kT}\right] = \frac{N_1}{N_2} \quad (7)$$

и подставив его в уравнение (5), мы получаем упрощенную формулу (6) для расчета сечения вынужденного излучения:

$$\sigma_{\text{em}}(\nu) = \sigma_{\text{abs}}(\nu) \frac{N_1}{N_2} \exp\left[-\frac{h\nu}{kT}\right], \quad (8)$$

N_1 – населенность основного уровня, N_2 – населенность возбужденного уровня. Вместо $h\nu$ подставляется текущая частота ν [см^{-1}], а температуру, при которой проводились измерения, умножаем на соответствующий коэффициент $1\text{K} = 0,69502 \text{ см}^{-1}$.

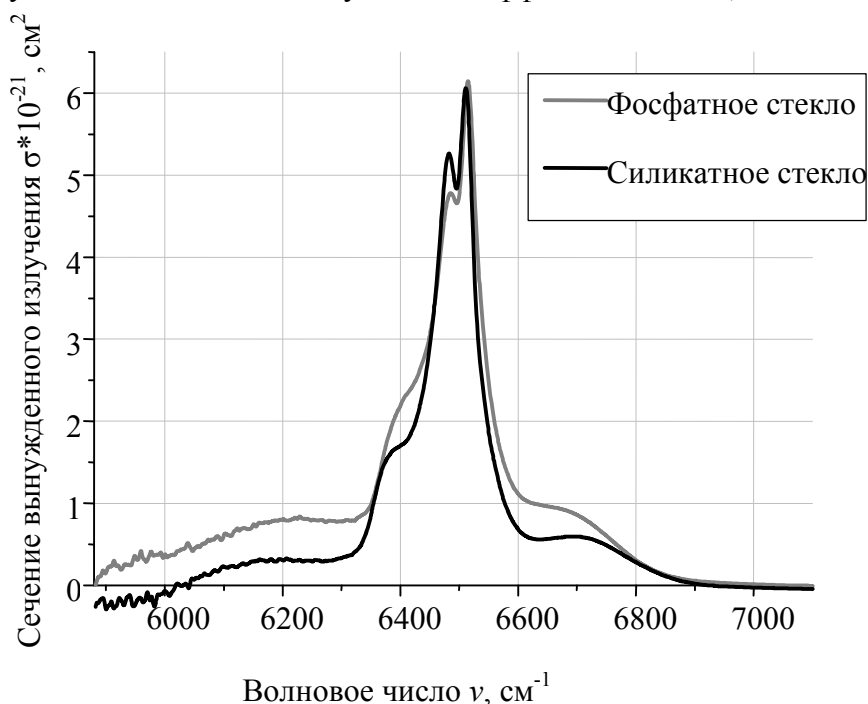


Рис. 6. Сравнительный анализ стекол

Подсчитанные по методу МакКамбера сечения вынужденных переходов для метафосфата иттербия и натриевосиликатного стекла представлены на рис. 6. В таблице приведены спектроскопические параметры исследованных стекол. Сравнительный анализ показывает, что максимальным сечением вынужденного излучения

($6,14 \times 10^{21} \text{ см}^2$) и наибольшей шириной на половине максимума вынужденного излучения (46 нм) обладает метафосфат иттербия.

	Фосфатное	Силикатное
Интеграл сечения поглощения, $\int \sigma_{\text{abs}} \nu(d\nu) [\text{см}]$	$0,9 \cdot 10^{-18}$	$0,75 \cdot 10^{-18}$
Максимум сечения поглощения, $\sigma_{\text{abs,max}} [\text{см}^2]$	$4,97 \cdot 10^{21}$	$4,82 \cdot 10^{21}$
Интеграл сечения вынужденного излучения, $\int \sigma_{\text{em}} \nu(d\nu) [\text{см}]$	$1,17 \cdot 10^{-18}$	$0,83 \cdot 10^{-18}$
Максимум сечения вынужденного излучения, $\sigma_{\text{em,max}} [\text{см}^2]$	$6,14 \cdot 10^{21}$	$6,04 \cdot 10^{21}$
Полная ширина на половине максимума, нм	46	41

Таблица. Спектроскопические параметры фосфатного и натриевосиликатного стекол

2.2. Определение спектров усиления

Спектр поглощения и спектр люминесценции имеют различные контуры из-за бoльцмановского распределения экситонов по штарковским подуровням. Таким образом, коэффициент усиления будет определяться как разность между населенностями возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ и основного состояния $^4I_{15/2}$, а также между сечениями вынужденного излучения и поглощения:

$$g(\lambda) = N_2 \sigma_{\text{em}}(\lambda) - N_1 \sigma_{\text{abs}}(\lambda). \quad (9)$$

Если населенность возбужденного уровня N_2 выше, чем населенность основного уровня N_1 , то коэффициент усиления будет отрицательный. Это означает, что мы имеем дело с усилением сигнала. Если же населенность возбужденного уровня N_2 меньше, чем населенность основного уровня N_1 , то коэффициент усиления будет положительен. В этом случае наблюдается поглощение.

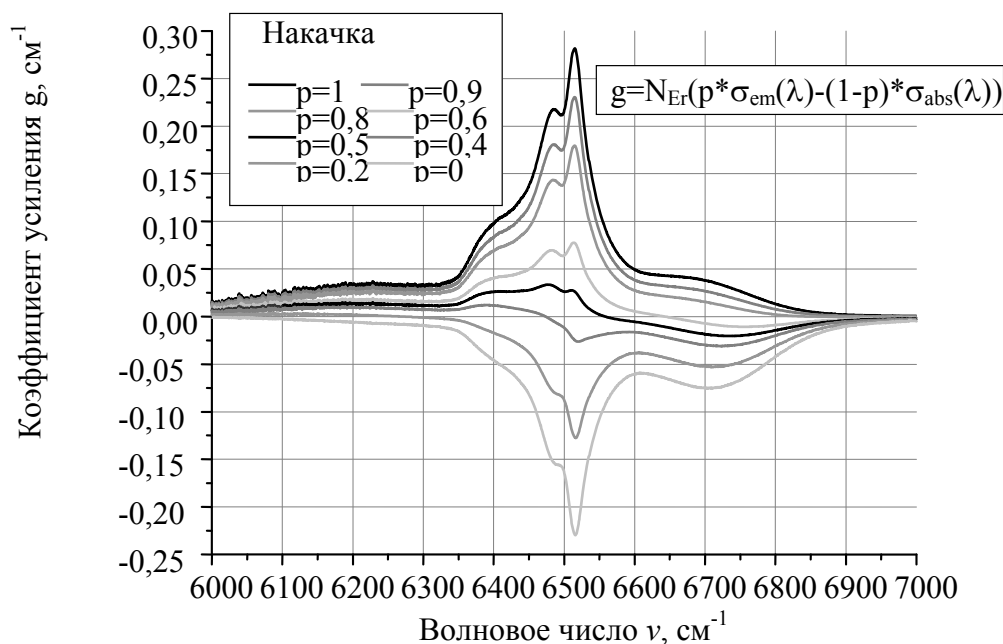


Рис. 7. Спектры усиления/потерь для метафосфатного стекла, активированного ионами Er^{3+} при разных накачках ($N_{\text{Er}}=0,46 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$)

При вычислении коэффициента усиления были использованы данные, полученные в п.2.1: сечение поглощения рассчитывалось по формуле (1), а сечение вынужденного излучения по формуле (8). На рис. 7, 8 представлены спектры усиления в зависимости от накачки для силикатного и фосфатного стекол.

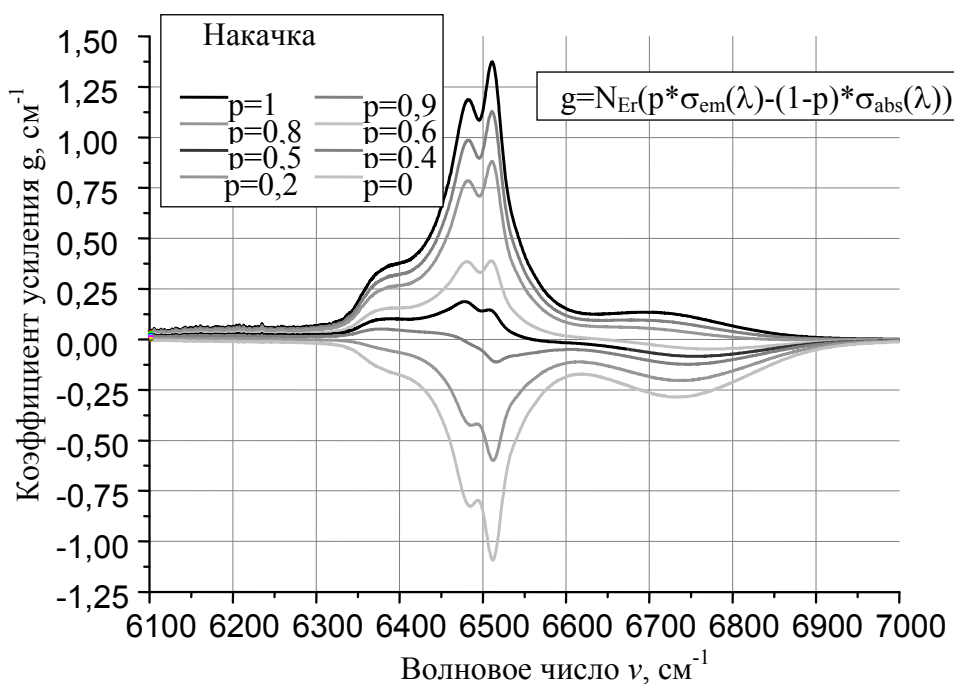


Рис. 8. Спектры усиления/потерь для силикатного стекла, активированного ионами Er^{3+} при разных накачках ($N_{\text{Er}}=2,261 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$)

3. Выводы

Проведены комплексные исследования спектрально-люминесцентных свойств ионов эрбия в стеклообразном метафосфате иттербия и натриевосиликатном стекле. Показано, что:

- 1) максимальным сечением вынужденного излучения ($6,14 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$) и наибольшей шириной на половине максимума вынужденного излучения (46 нм) обладает метафосфат иттербия;
- 2) полная ширина на половине максимума спектра усиления у метафосфата иттербия больше, чем у натриевосиликатного стекла.

Литература

1. Курков А.С., Наний О.В. Эрбиевые волоконно-оптические усилители // Lightwave. – 2003. – № 3. – С. 14–19.
2. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла. – М.: Наука, 1980.
3. W.J. Miniscalko, R.S. Quimby. General procedure for the analysis of Er^{3+} cross sections // Opt. Lett. –1991. – V. 16. – P. 258–260.
4. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М.: Наука, 1979.

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТОКА НА ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ ТЕНЕВОГО ПРИБОРА

П.В. Кужаков

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Л. Андреев

Проводится моделирование форм и динамики конструктивных элементов теневого прибора. Дана оценка силового влияния обтекающего потока при разных скоростях течений на теньевой прибор для последующих оценок внешних воздействий.

Введение

В настоящее время известно множество работ, посвященных исследованию морской среды [1, 3, 4]. Среди рефрактометрических методов и приборных средств их реализации, предназначенных для обеспечения прямых и косвенных измерений параметров состояния морской воды [1], особое место занимают теневые методы [3], внедряемые в практическую гидрооптику. Наиболее перспективными с точки зрения потребительской практики и к настоящему времени успешно апробированными в морских условиях являются теневые приборы [1, 3–5]. Согласно [5], теневым прибором в оптике называют систему, которая позволяет наблюдать и количественно исследовать прозрачные оптические неоднородности в различных средах. Теньевой прибор (рис. 1) с двухпроходной оптической схемой предназначен для регистрации прозрачных объектов в водной среде. Работа прибора в реальных условиях требует устойчивости к воздействиям потока воды на прибор в просмотровой области 10 между иллюминаторами прибора 6, 7 (рис. 1) [1]. Для этого необходима оценка силового влияния обтекающего потока на теньевой прибор при разных скоростях течений и определение размера зоны турбулентности в просмотровой области.

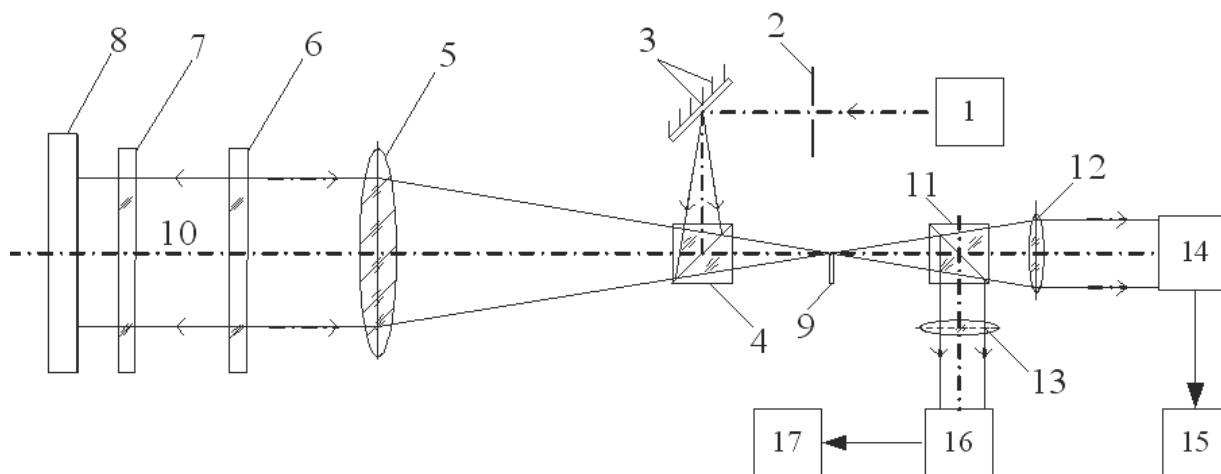


Рис. 1. Функциональная схема прибора

На рис. 1 представлена функциональная схема теневого прибора. Система излучения 1 состоит из полупроводникового лазера, конденсора и диафрагмы 2. Зеркало 3 расположено в фокальной плоскости объектива 5. В фокальной плоскости объектива 5 помещен нож Фуко 9. Между отражателем 8 и объективом 5 находится просмотровый объем 10, через который проходит поток исследуемой среды. Иллюминаторы 6 и 7 защищают отражатель 8 и объектив 5 от действия на них анализируемого потока среды. Прибор содержит светоделительные призмы 4 и 11, проекционные объективы 12 и 13, передающую телевизионную ПЗС ка-

меру 16, устройство регистрации изображения 17, фотоприемник 14 и блок анализа информации 15.

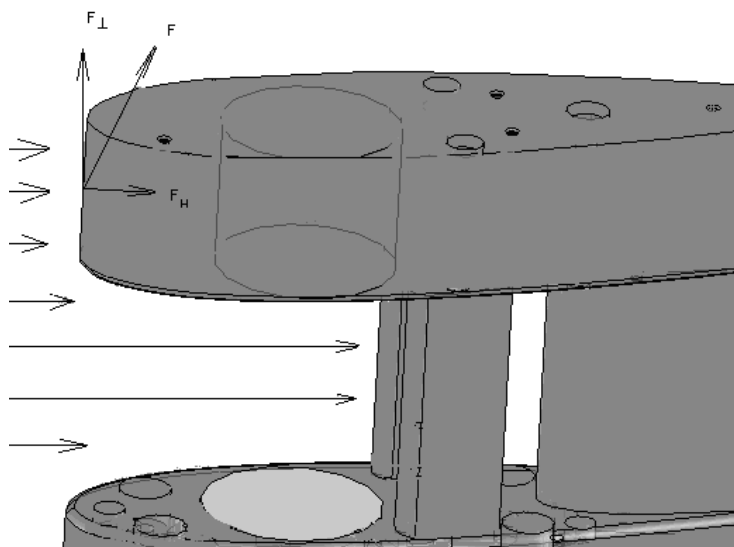


Рис. 2. Конструкция верхней части прибора

При обтекании жидкостью теневого прибора, ориентированного по направлению к потоку, на прибор будет действовать сила F , направленная под некоторым углом к потоку (рис. 2). Эта сила возрастает при увеличении скорости потока. Составляющая этой силы параллельна потоку F_H . Составляющая F_L , направленная поперек потока, носит название подъемной силы.

Наименьшим коэффициентом лобового сопротивления обладает осесимметричное каплеобразное тело, у которого коэффициент лобового сопротивления (C_x) составляет 0,045. При обтекании каплеобразного тела поток хорошо смыкается позади него, препятствуя, тем самым, падению давления за ним. Исходя из минимальной величины коэффициента лобового сопротивления, выбраны оптимальные по обтекаемости элементы конструкции прибора [2].

В настоящее время существует большое разнообразие [1, 3, 4] в построении автоколлимационной схемы отражающего элемента теневого прибора. Для получения однозначных данных о реальном распределении неоднородностей в поле зрения прибора и их параметров необходимо учитывать внешние влияния на прибор и использовать комплексный подход как для разработки обтекаемой формы приборов, так и в оценки силового влияния обтекающего потока при разных скоростях течений на прибор.

Воздействие гидродинамического потока на прибор

При моделировании гидродинамических воздействий на конструктивные элементы прибора необходимо задать скорость потока и размер объекта исследования в соответствии с реальными условиями эксплуатации прибора для получения оценки потока воздействия на прибор в просмотровой области 10 (рис. 1). Для иллюстрации возможностей предложенной модели обтекания прибора было проведено математическое моделирование (*MATLAB*, *COSMOSFloWorks*).

Приведем основные гидрофизические параметры, использованные в модели.

Плотность морской воды (ρ) является функцией температуры (T), солёности (S) и давления (p): $\rho = \rho(T, S, p)$. Поэтому ее изменение с глубиной полностью определяется изменением этих параметров:

$$\rho(z) = f(T, S, p). \quad (1)$$

В верхнем (деятельном) слое океана зависимостью $\rho(p)$ можно пренебречь.

Поскольку вертикальные профили температуры и солености обладают тонкой (неоднородности ≥ 10 [см]) и микротонкой (неоднородности < 10 [см]) структурой, то и плотность также имеет тонкую и микротонкую структуры. Отношение вертикального масштаба тонкой структуры к горизонтальному – $H/L \geq 10^{-3}$. Минимальный размер плотностной неоднородности определяется минимальным размером соленостной неоднородности и имеет значение порядка 0,08 [см] (минимальный размер температурной неоднородности – 0,8 [см]). Время существования тонкой структуры (Δt) зависит от ее размеров. Так, для $\Delta T \approx 0,1[^\circ\text{C}]$ – $\Delta t \approx 10$ [ч].

В реальных морских условиях движение жидкости носит турбулентный характер. Поэтому число Рейнольдса:

$$R_l \geq (v_l * l)/\nu \geq 1, \quad (2)$$

где ν – коэффициент вязкости, v_l определяется изменением скорости движения среды на масштабах порядка l . Для моря $\nu > D_\epsilon$ ($\nu D_\epsilon^{-1} \sim 10^3$), где D_ϵ – коэффициент диффузии, выражаемый через константы среды (коэффициенты теплопроводности, солености).

В рассматриваемой модели были выбраны следующие значения параметров:

- плотность жидкости $\rho=1000$ [кг/м³],
- вязкость жидкости $\mu=1 \cdot 10^{-6}$ [м²/с],
- скорость потока $u_1=0,5$ [м/с], $u_2=2$ [м/с], $u_3=5$ [м/с], $u_4=7,5$ [м/с].

Для моделирования турбулентных течений используются уравнения Навье-Стокса [2], а также уравнения состояния компонентов текущей среды:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_i u_k - \tau_{ik}) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}((\rho E + P)u_k - \tau_{ik} u_i) = u_k, \quad (5)$$

где t – время обтекания потоком прибора, u – скорость потока, ρ – плотность жидкости, P – давление текущей среды, E – полная энергия единичной массы текущей среды, τ_{ik} – тензор вязких сдвиговых напряжений.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (6)$$

где μ – коэффициент динамической вязкости, δ_{ij} – символ Кронекера ($\delta_{ij}=1$ при $i=j$; $\delta_{ij}=0$ при $i \neq j$), k – кинетическая энергия турбулентности, определяемая в результате решения следующих двух уравнений:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu}{\partial_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + S_k, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu}{\partial_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right) + S_\epsilon, \quad (8)$$

где

$$S_k = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \mu P_B,$$

$$S_\epsilon = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu C_B P_B \right) - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k},$$

$$\tau_{ij}^R = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij},$$

$$P_B = -\frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx_i},$$

g_i – составляющая гравитационного ускорения в координатном направлении x_i , $\sigma_B=1$, при $P_B>0$ и $C_B=0$ при $P_B<0$, $f_i=1+(V/j_\mu)/2=1-\exp(-R^2_T)$, $C_{e1}=1,44$, $C_{e2}=1,92$, $\sigma_e=1,3$, $\sigma_k=1$.

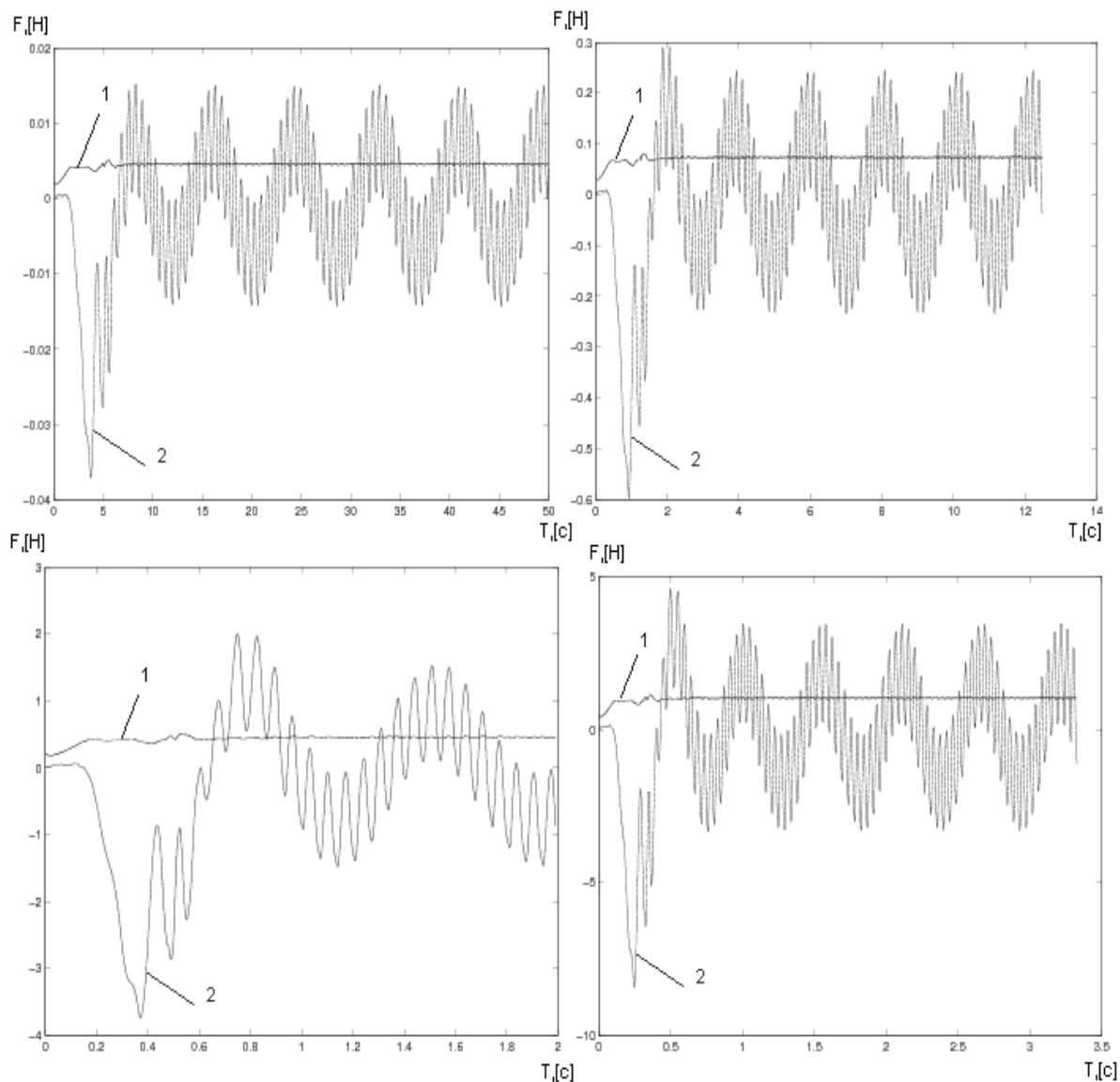


Рис. 3. Графики силового воздействия на основания прибора

Скорость (м/с)	Сила (Н)	Частота ν_1 (Гц)	Частота ν_2 (Гц)
0,5	0,015	0,1667	1,6
2	0,2	0,5	5
5	1,5	1,25	12,5
7,5	3	1,667	20

Таблица 1. Значения скорости, силы, частот

Из графика на рис. 3 (обтекание верхнего и нижнего основания прибора) можно определить максимальную по модулю силу, частоту ν_1 , частоту ν_2 , что соответствует табл. 1.

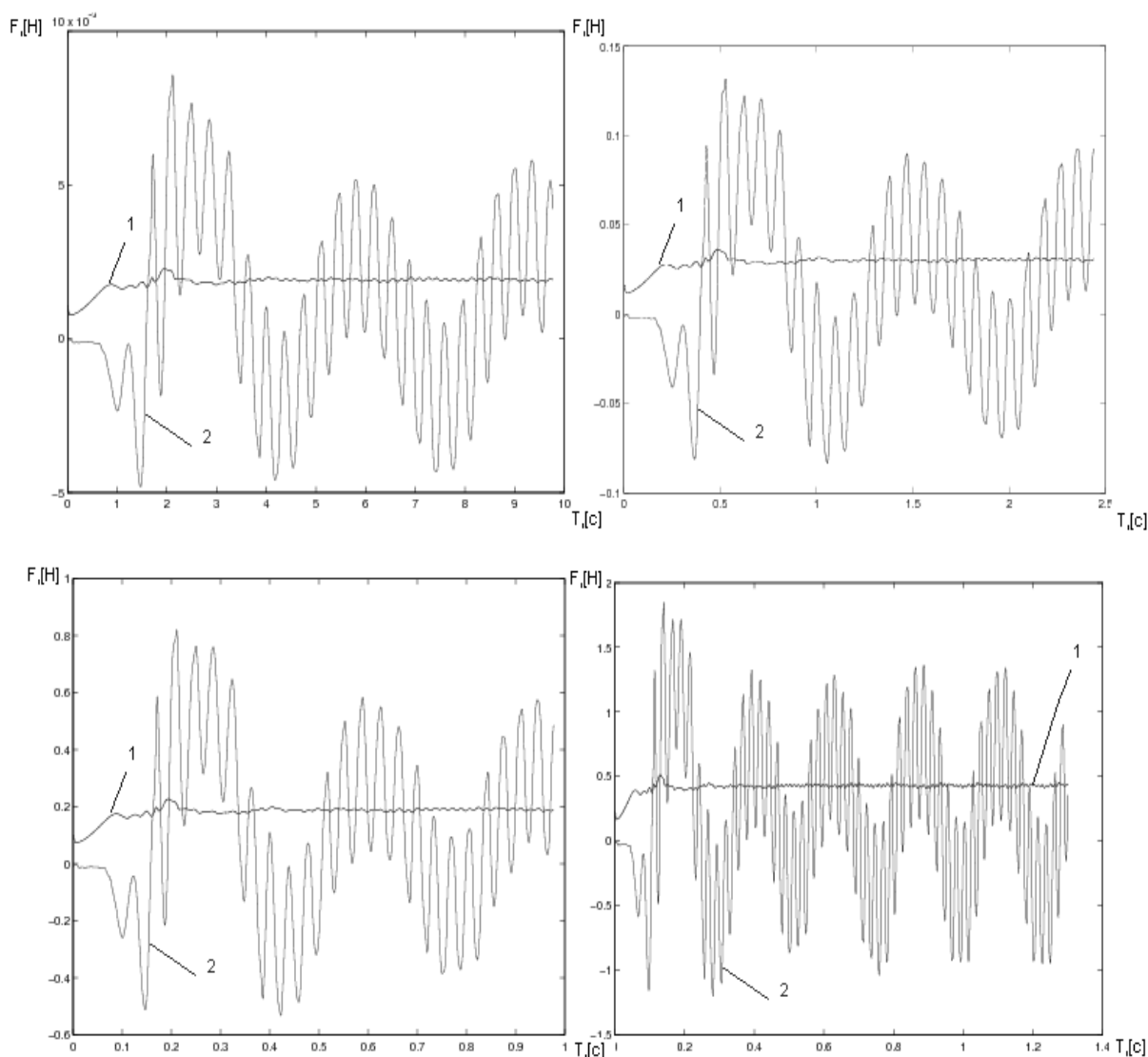


Рис. 4. Графики силового воздействия на килевую часть прибора

Скорость (м/с)	Сила (Н)	Частота ν_1 (Гц)	Частота ν_2 (Гц)
0,5	0,005	0,31	2,5
2	0,1	1	10
5	0,5	3	30
7,5	1,2	4,5	45

Таблица 2. Значения скорости, силы, частот

Из графика на рис. 4 (обтекание килевой части прибора) можно определить максимальную по модулю силу, частоту ν_1 , частоту ν_2 , что соответствует табл. 2.

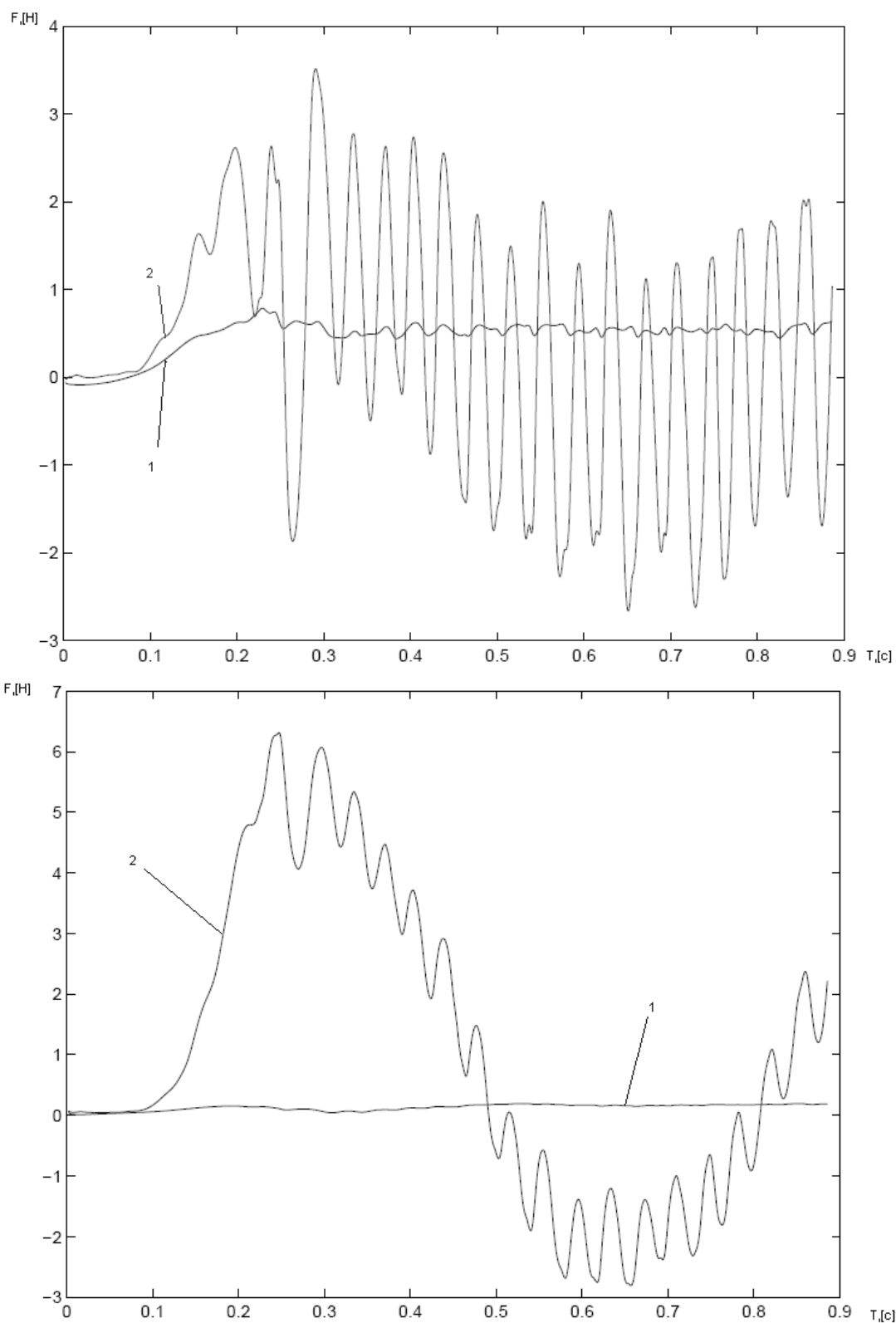


Рис. 5. Графики силового воздействия на головную часть прибора

Из графика сил, действующих на разные части прибора (рис. 5), находятся частоты колебаний $\nu_1 = 3$ [Гц], $\nu_2 = 27$ [Гц] при воздействии проточной воды со скоростью 7,5 [м/с].

Максимальное силовое влияние при боковых течениях:

- на килевую часть теневого прибора 1,2 [Н], с максимальной частотой $\nu_2 = 45$ [Гц], (табл. 1),

- на верхнее основание $3[\text{Н}]$, с максимальной частотой $\nu_2 = 20 [\text{Гц}]$, (табл. 2).

Зависимость силы $F(H)$, действующей на теневой прибор от времени $T(\text{с})$ (рис. 3, 4): для кривой 1 сила вдоль координаты X , для кривой 2 сила вдоль координаты Y (координаты X, Y рис. 6).

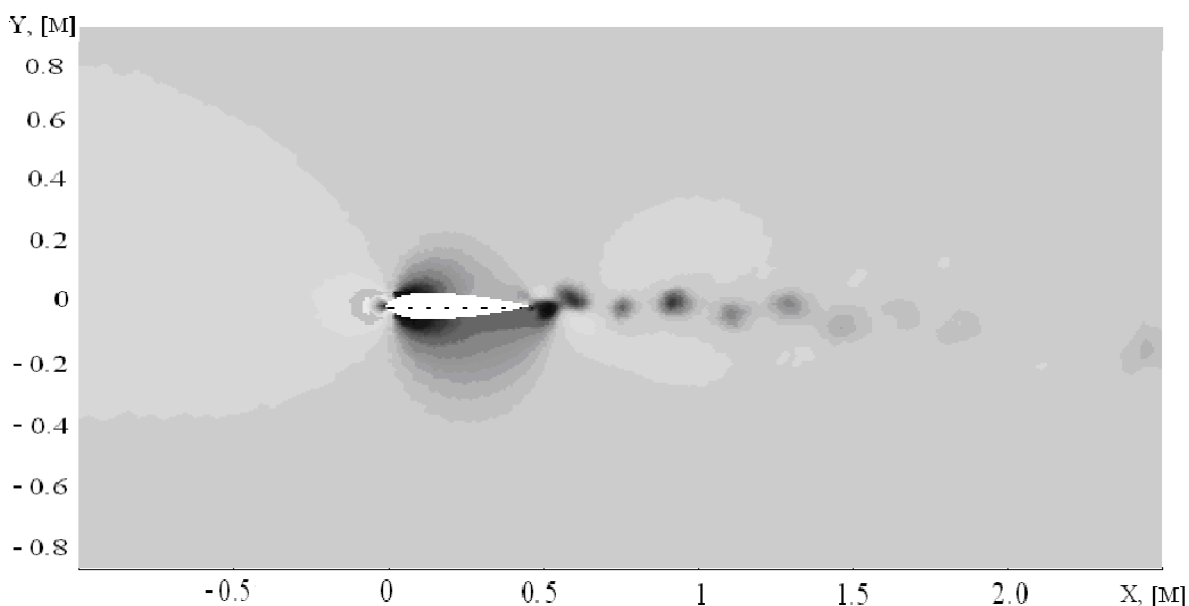


Рис. 6. Модель возникновения вихревого потока от прибора

В результате получена модель возникновения потока вихревого характера от прибора, на рис. 6 вихревой поток в виде темных пятен на расстоянии $0,6[\text{м}]$, $0,75[\text{м}]$, $0,9[\text{м}]$, $1,1[\text{м}]$, $1,3[\text{м}]$, $1,45[\text{м}]$, $1,7[\text{м}]$, $1,85[\text{м}]$, $2,4[\text{м}]$.

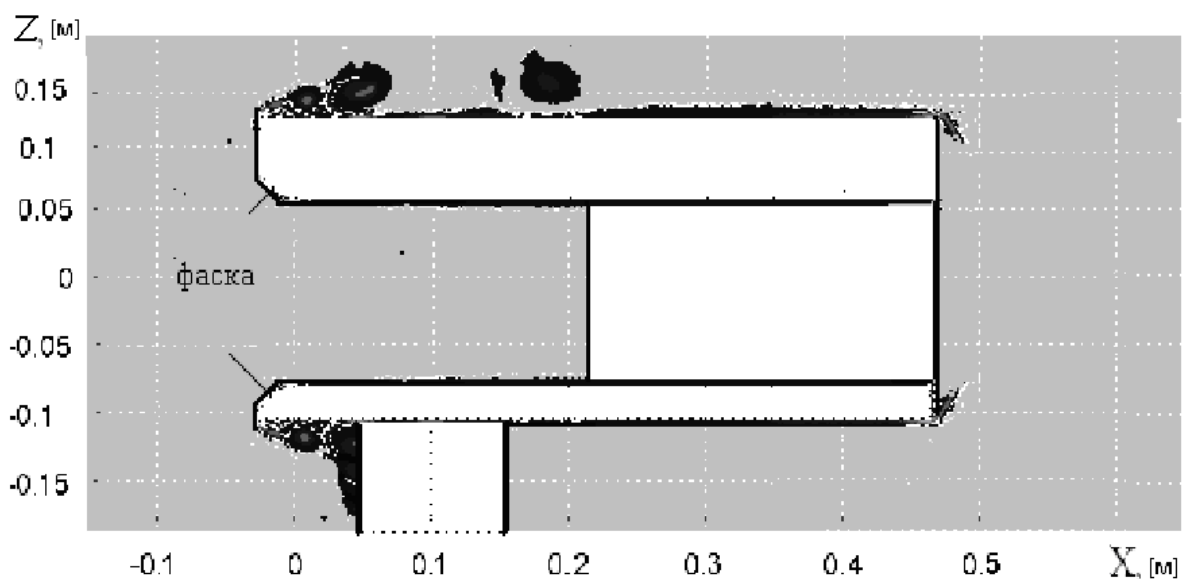


Рис. 7. Модель распространения потока внутри просмотровой области

Как показано на рис. 7, при скоростях $7,5 [\text{м/с}]$ поток жидкости создает зону неоднородности размером $3 [\text{мм}]$ в просмотровой области теневого прибора при наличии фаски на основаниях и $60 [\text{мм}]$ без фаски (черный цвет – это возникающая неоднородность).

Полученные результаты могут быть использованы при разработке аппаратуры для исследования водной среды. Результаты представляют интерес для специалистов в области океанологии и гидрооптики.

Заключение

Показано, что при реальных режимах работы теневого прибора обтекающий поток будет оказывать на его конструкцию силовое влияние. Неодинаковое силовое воздействие в разных точках профиля верхнего и нижнего оснований при обтекании потоком жидкости возникает из-за влияния боковых сил, разных по значению. Указанное воздействие минимизируется при введении жесткой механической связи верхней и нижней части просмотрового объема, с введением фасок с двух сторон – на верхнем и также нижнем основаниях. Эту связь обеспечивают стойки каплевидной формы. Если ввести фаски на верхнем и нижнем основании прибора, то при воздействии гидродинамического потока с максимальной скоростью 7,5 [м/с] образуется зона турбулентности толщиной 3 [мм] в просмотровой области теневого прибора. Образующая зона мала по сравнению с зоной турбулентности при отсутствии фасок равной 60 [мм].

Литература

1. Брамсон М.А., Красовский Э.И., Наумов Б.В. Морская рефрактометрия. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. – 247 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – 3-е изд. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1986. – 736 с.
3. Васильев Л.А. Теневые методы. – М., 1968. – 400 с.
4. Наумов Б.В. Фотоэлектрический теневой прибор на основе принципа четырехкратного прохождения зондирующего светового пучка // ОМП. – 1982. – №2. – С.26.
5. Сороко Л.М. Гилберт-оптика. – М: Наука, 1981. – 160 с.

ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО КОНТРОЛЯ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

В.А. Лазарев

(Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана)

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.Е. Карасик

(Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана)

Рассмотрена возможность создания измерительного устройства на основе наноразмерных волоконно-оптических датчиков Брэгга с применением усовершенствованного принципа калибровки на основе кюветы с ацетиленом. Сообщается о результатах работ по исследованию и разработке макета измерительного устройства.

Введение

Основной задачей средств измерений является контроль параметров, определяющих физическое состояние объекта. Одной из наиболее востребованных задач является исследование полей деформации, или механических напряжений, так как своевременное обнаружение критических деформаций во многом позволит предотвратить возникновение аварийных ситуаций или катастроф. Поля деформации особенно важно измерять на так называемых инфраструктурных объектах – объектах, от которых зависит жизнедеятельность значительного количества людей, а также функционирование различных областей промышленности.

Наблюдение за состоянием таких больших объектов, особенно с применением методов инструментального контроля, представляет собой непростую задачу, так как контроль должен быть непрерывным и максимально достоверным. Создание информационно-измерительных систем (ИИС) для этих задач до недавнего времени было чрезвычайно дорогостоящим решением, в том числе и в смысле затрат на обслуживание и эксплуатацию таких систем. Дело в том, что традиционные измерительные преобразователи (датчики), применяемые в таких ИИС, как правило, требуют электропитания и собственной линии передачи сигнала измерительной информации, а также линий для подачи управляющих сигналов. Кроме того, условия эксплуатации датчиков достаточно жестко ограничены по параметрам окружающей среды, по воздействию агрессивных сред, высоковольтного напряжения и электромагнитных помех.

Появление волоконно-оптических измерительных преобразователей коренным образом изменило эту ситуацию и сделало возможным создание устройств для мониторинга объектов инфраструктуры. Необходимо подчеркнуть, что в настоящее время такие датчики конструктивно все чаще представляют собой либо просто фрагмент оптического световода, либо тот же фрагмент, но подвергнутый определенной модификации. В обоих случаях мы имеем дело с полностью пассивными волоконно-оптическими датчиками, чувствительные элементы которых не требуют электрического питания, а степень воздействия условий внешней среды на волоконно-оптические датчики значительно ниже, чем на датчики, использующие электрическое преобразование измерительной информации.

В последние годы получили большое распространение средства измерений, в качестве чувствительных элементов которых используются так называемые решетки Брэгга – наноразмерные волоконно-оптические периодические структуры с периодом около 500 нм, сформированные непосредственно в сердцевине оптического световода. Они представляют собой небольшую зону световода с периодической модуляцией показателя преломления вдоль оси волокна.

Повышенное внимание к таким средствам измерений связано с их высокой помехозащищенностью и устойчивостью к воздействию неинформативных влияющих фак-

торов. Дело в том, что принцип действия таких датчиков состоит в преобразовании измеряемой физической величины в изменения спектральных или фазовых характеристик тестового оптического излучения, распространяющегося по световоду. Вследствие этого какие-либо изменения интенсивности такого излучения не оказывают влияния на работу датчиков на основе брэгговских решеток. Учитывая сказанное, средства измерений с волоконно-оптическими датчиками на брэгговских решетках все чаще стали применяться в таких условиях, когда доступ к чувствительным элементам в течение всего срока их службы (а это может быть 10–15 лет и более) либо вообще невозможен, либо нецелесообразен или нежелателен. Среди таких применений можно упомянуть, в частности, измерения давления и температуры в нефтегазовых скважинах в процессе извлечения углеводородного сырья; измерения температуры и механических вибраций на больших пролетах высоковольтных линий электропередачи; измерения температуры обмоток силовых высоковольтных трансформаторов; измерения механических напряжений в объеме строительных конструкций и т.д.

Однако измерительные устройства, содержащие датчики Брэгга, уступают по быстродействию (частоте опроса) устройствам с тензодатчиками. Авторы поставили своей целью построение измерительной системы с высоким быстродействием.

Принцип действия устройства

Предлагается схема построения оптико-электронной информационно-измерительной системы (ИИС) на основе волоконно-оптических брэгговских решеток, предназначенной для мониторинга деформации и температуры элементов конструкций инфраструктурных объектов. Прототипом измерительной системы послужил патент [1], найденный в ходе патентного исследования. Отличительной особенностью предлагаемой системы является новый способ калибровки, основанный на спектральной модуляции суперлюминесцентного диода (СЛД), являющегося в схеме широкополосным источником излучения, и двух наиболее контрастных линий поглощения ацетилена, который заполняет кювету, включенную в схему в качестве калибратора. В результате можно повысить частоту опроса датчиков, а также разместить в системе большее количество датчиков.

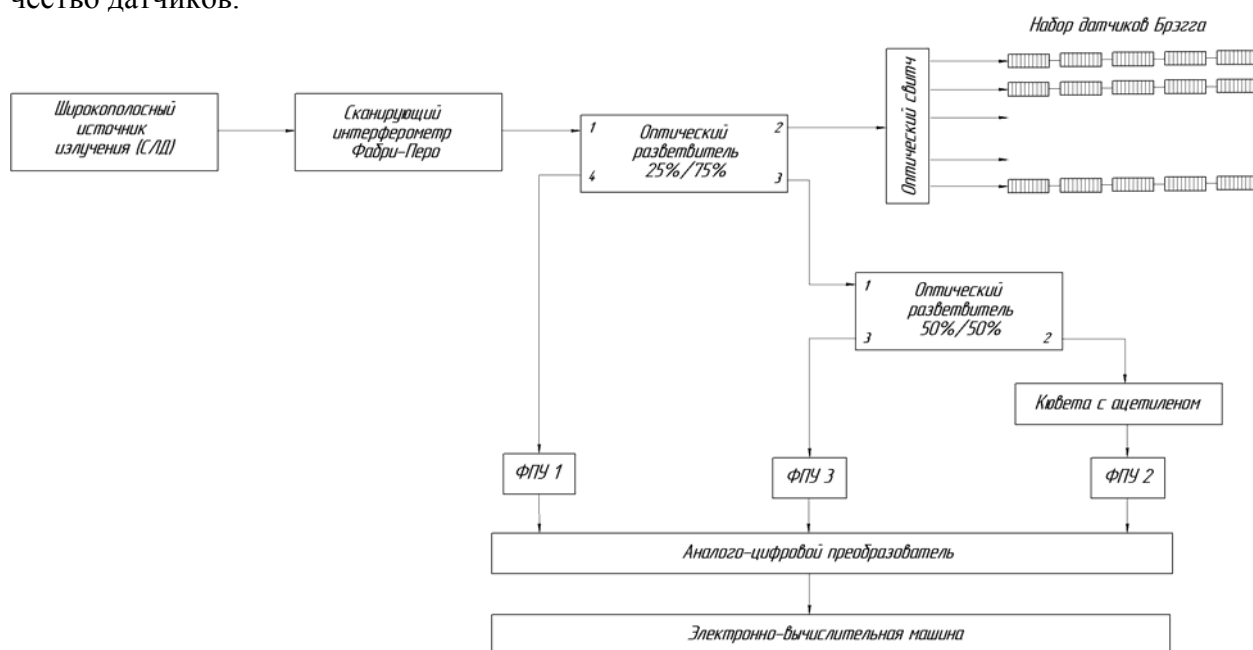


Рис. 1. Структурная схема измерительного устройства на основе волоконно-оптических датчиков Брэгга

Структурная схема информационно-измерительной системы представлена на рис. 1. Система работает следующим образом. Источником излучения является суперлюминесцентный диод (СЛД) специальной конструкции. Грани кристалла СЛД, которые, по сути, являются резонатором Фабри-Перо, имеют определенный коэффициент отражения, от величины которого зависит глубина модуляции спектра излучения диода. Глубина модуляции описывается следующим выражением [2]:

$$m = 2G\sqrt{R_1R_2}, \quad (1)$$

где $G = \exp((g-\alpha)L)$ – суммарный коэффициент усиления, R_1, R_2 – коэффициенты отражения граней СЛД, α – коэффициент затухания в ОВ. Для мощности СЛД 10 мВт, коэффициент усиления G составляет около 1000. Тогда для коэффициента отражения первой грани $R_1 = 0,001$ и коэффициента отражения второй грани получим: $R_2 = 0,001$, глубина модуляции $m = 0,2$. Такую модуляцию спектра СЛД можно использовать в качестве реперных точек для калибровки по шкале длин волн. Благодаря такому подходу можно увеличить рабочий спектральный диапазон, так как ширина спектра СЛД по полувысоте составляет порядка 50 нм (рис. 2).

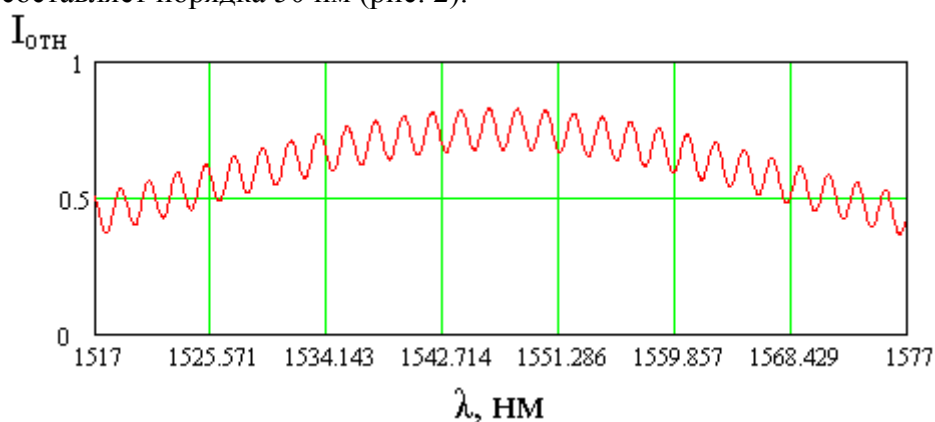


Рис. 2. Спектр суперлюминесцентного диода

Излучение от СЛД проходит через перестраиваемый фильтр и попадает на оптический разветвитель 25%/75%. Разветвитель соединен с набором датчиков на основе волоконно-оптических решеток Брэгга, фотоприемным устройством 1 и вторым разветвителем. На фотоприемном устройстве ФПУ 1 регистрируется сигнал, отраженный от датчиков Брэгга (рис. 3).

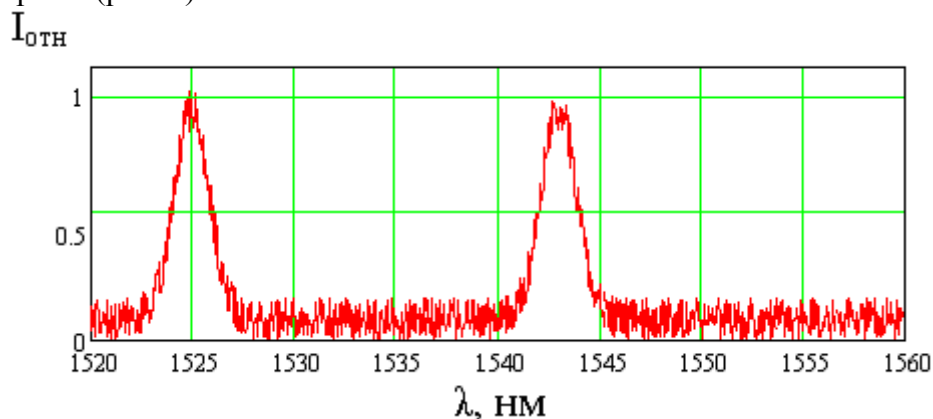


Рис. 3. Сигнал, отраженный от датчиков Брэгга

Ко второму разветвителю подсоединена ветвь с калибратором по шкале длин волн на основе кюветы с ацетиленом, а также ветвь с ФПУ 3, который регистрирует сигнал, прошедший от суперлюминесцентного диода (рис. 4). Для калибровки применяют кюветы,

заполненные ацетиленом, цианидом водорода, парами йода и др. Преимущество ацетилена – в том, что его линии поглощения более контрастные (глубокие).

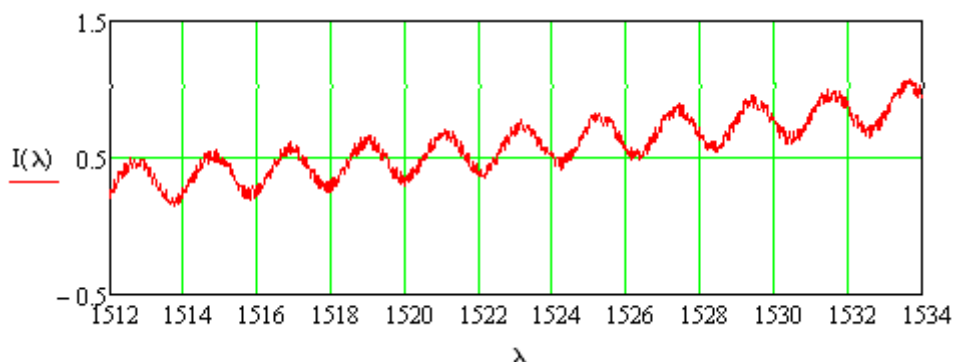


Рис. 4. Сигнал от суперлюминесцентного диода

ФПУ 2 считывает сигнал на выходе кюветы с ацетиленом (рис. 5).

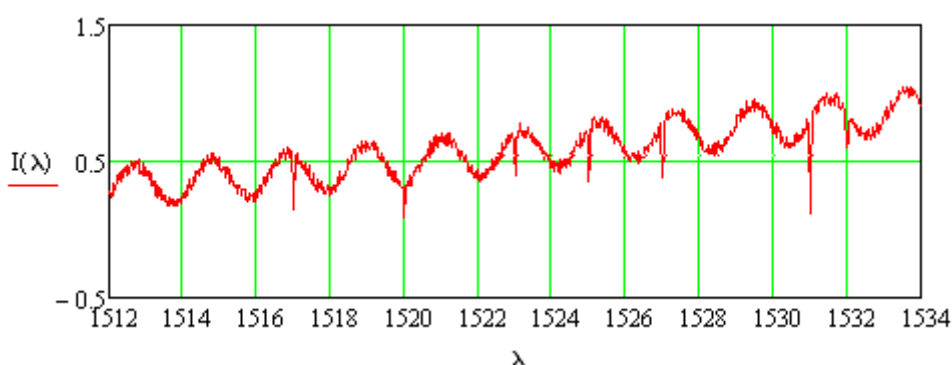


Рис. 5. Сигнал на выходе кюветы с ацетиленом

Можно получить спектр поглощения ацетилена путем деления сигнала с ФПУ 2 (рис. 5) на сигнал с ФПУ 3 (рис. 4). Здесь вводится коэффициент запаса [3]

$$\gamma = m_2/m_1, \quad (2)$$

который показывает, насколько контрастнее должен быть пик поглощения ацетилена, чтобы его можно было выделить на фоне спектральной модуляции СЛД и шумов (см. рис. 6). Примем значение $\gamma = 2$. Устраняя спектральную модуляцию путем деления сигналов, мы увеличиваем контраст, следовательно, увеличивается пороговое значение допустимого уровня шума, которое пропорционально частоте опроса датчиков Брэгга в системе (см. [4] и формулу (1)). Тем самым увеличивается быстродействие системы.

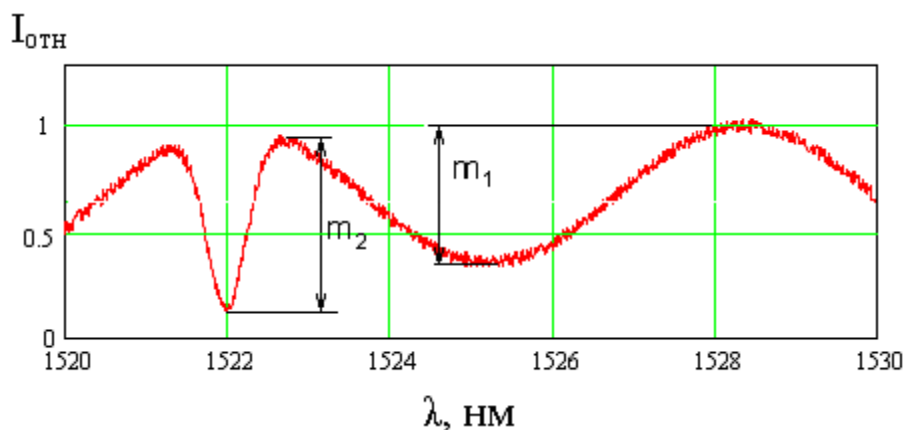


Рис. 6. Пояснение к понятию коэффициента запаса

Используя два наиболее контрастных пика ацетилена (рис. 7), можно откалибровать спектральную модуляцию СЛД по шкале длин волн. Калибровка заключается в определении периода спектральной модуляции и, с его помощью, значений длин волн всех максимумов спектральной модуляции (рис. 8, 9). С помощью полученных значений далее калибруется сигнал, полученный от датчиков Брэгга (рис. 3). Таким образом, калибровка сигнала от датчиков Брэгга осуществляется не по пикам поглощения ацетилена, а по откалиброванной шкале модуляции спектра СЛД. Как уже отмечалось, за счет более контрастной модуляции имеем повышенное быстродействие, а за счет более широкого спектрального диапазона СЛД можем разместить в системе большее количество датчиков.

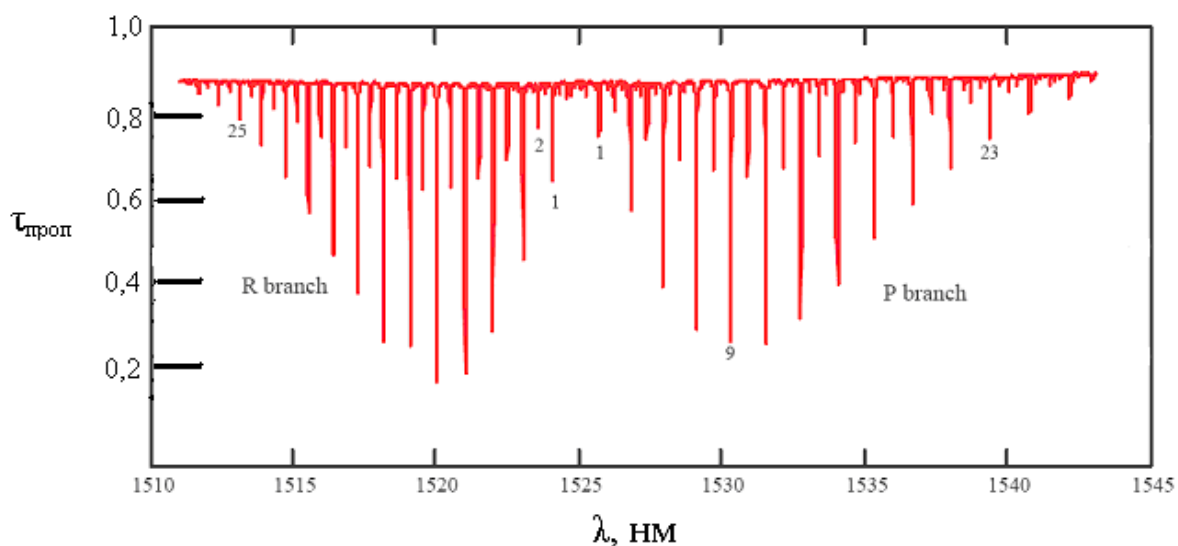


Рис. 7. Спектр пропускания ацетилена

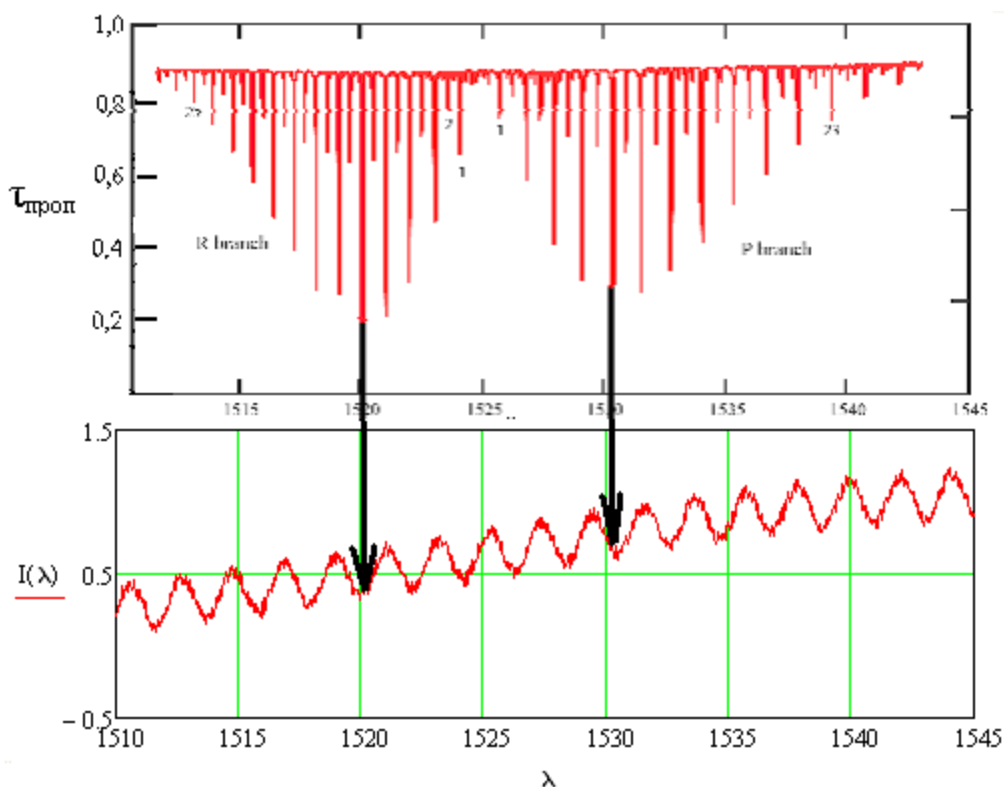


Рис. 8. Принцип калибровки спектральной модуляции СЛД

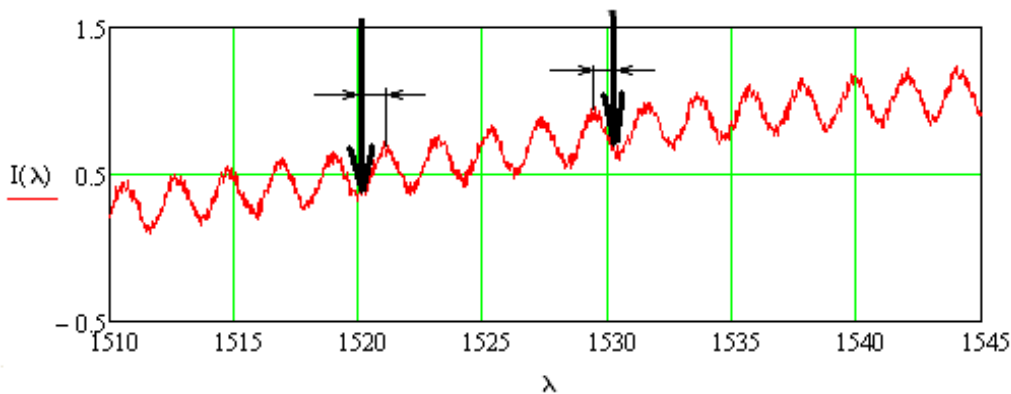


Рис. 9. Определение фазы соседних максимумов

Оценим предельную частоту опроса разрабатываемой системы в одной точке перестройки длины волны исходя из соотношения, выведенного авторами, предпосылкой для которого является положение о том, что контраст (или глубина) минимума (или линии, пика) поглощения должен быть больше контраста модуляции спектра люминесцентного диода с учетом шумов:

$$k_{св} P_{ист} \eta (1 - \gamma \cdot m_1) - \gamma \cdot P_{уд.эkv.ш} \sqrt{f_1} > k_{св} P_{ист} \eta (1 - m_2), \quad (3)$$

$$f_1 < \left(\frac{k_{св1} \cdot k_{св2} \cdot T_k P_{ист} \cdot \eta \cdot m_2}{\gamma \cdot P_{уд.эkv.ш}} \right)^2 \cdot \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda_{раб}}, \quad (4)$$

где $\delta\lambda = 1$ пм – дискретность перестройки длины волны сканирующего интерферометра Фабри-Перо, $\Delta\lambda_{раб} = 40$ нм – рабочий спектральный диапазон, а соотношение $\Delta\lambda_{раб} / \delta\lambda$ определяет количество точек в одном цикле (под циклом измерений здесь понимается регистрация сигнала фотоприемного устройства на всех точках перестройки сканирующего интерферометра Фабри-Перо), $k_{св} = 0,5$ – коэффициент отведения мощности в канал, содержащий калибровочную кювету с ацетиленом и фотоприемное устройство 2 (далее – калибровочный канал) по шкале длин волн, T_k – коэффициент пропускания калибровочного канала, $P_{ист}$ – мощность источника излучения, $P_{уд.эkv.ш} = 20$ пВт Гц^{1/2} – удельная мощность, эквивалентная шуму фотоприемного устройства, η – коэффициент пропускания интерферометра Фабри-Перо, $m_2 = 0,5$ – относительная величина амплитуды линий поглощения ацетилена, $m_1 = 0,2$ – относительная амплитуда модуляции спектра мощности излучения суперлюминесцентного диода.

С учетом того, что $k_{св1} = k_{св2} = 0,75$, можно приближенно считать, что $k_{св1} \cdot k_{св2} \approx k_{св} = 0,5$, и, соответственно, частота будет равна $f_2 = 780$ Гц при исходных начальных условиях для системы, описанной в [1], $m_2 = 0,1$, $m_1 = 0,02$, $\gamma = 2$, $\delta\lambda = 1$ пм, $\Delta\lambda_{раб} = 40$ нм получим $f_1 = 36$ Гц. Таким образом, получаем выигрыш по частоте примерно в 20 раз.

Сигналы с фотоприемных устройств (ФПУ) подаются на аналого-цифровой преобразователь, после чего поступают на ЭВМ, где записывается три массива чисел $I1_j$, $I2_j$ и $I3_j$, при этом каждому j элементу в данных массивах соответствует значение интенсивности сигнала, измеренное ФПУ 1, ФПУ 2 и ФПУ 3 при соответствующем значении центральной длины волны интерферометра Фабри-Перо. В итоге имеется набор интенсивностей $I1_j$, $I2_j$ и $I3_j$ и набор длин волн λ_j . Причем значения длин волн λ_j определены с погрешностью, вызванной нелинейностью пьезопривода. Далее с полученными массивами оперирует ЭВМ. Авторами разработан алгоритм обработки сигналов. После вычислений ЭВМ выдает информацию о длине волны излучения, отраженного от датчика и пересчитывает полученное значение в изменение температуры или деформации.

Результаты исследования

В ходе исследований авторами была показана теоретическая возможность увеличения частоты опроса датчиков примерно в 20 раз. На основе полученных данных был разработан и промоделирован в системе MatLab алгоритм обработки сигналов. Разработан макет измерительной системы, проведены исследования влияния дискретности регистрации на динамический диапазон (рис. 10) [5], при которой погрешность измерения не превышает 10 пм. Под дискретностью регистрации здесь понимается дискретность перестройки интерферометра Фабри-Перо по шкале длин волн. Также в ходе эксперимента определялось влияние на динамический диапазон разрешающей способности интерферометра Фабри-Перо (рис. 11), влияние среднеквадратического значения шума фотоприемного устройства (рис. 12). Из рисунков видно, что увеличение дискретности регистрации сигнала, уменьшение разрешения интерферометра и шумов приводит к снижению динамического диапазона.

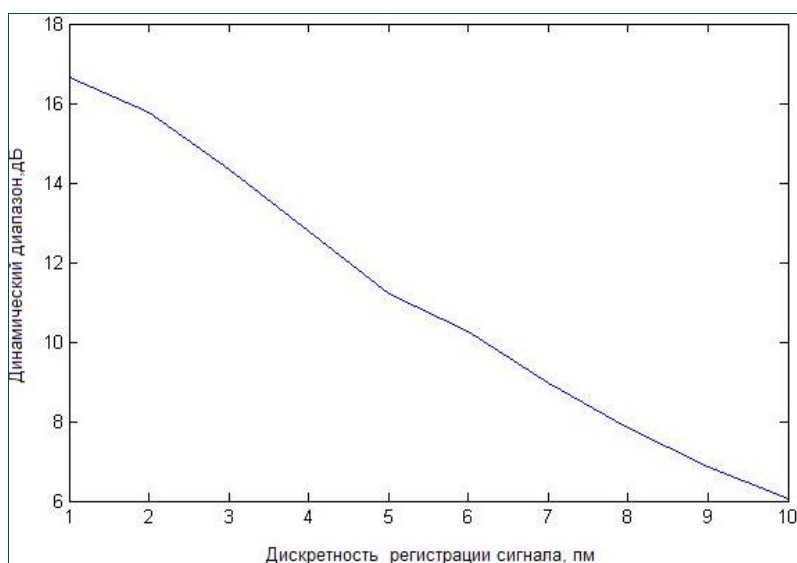


Рис. 10. Влияние дискретности регистрации на динамический диапазон

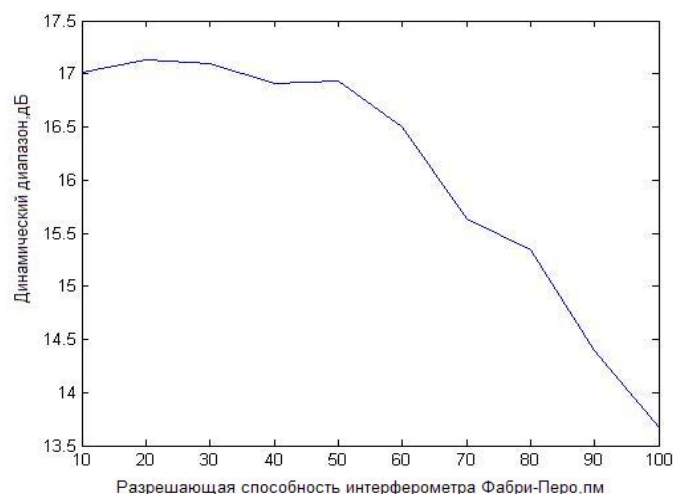


Рис. 11. Влияние разрешения интерферометра на динамический диапазон

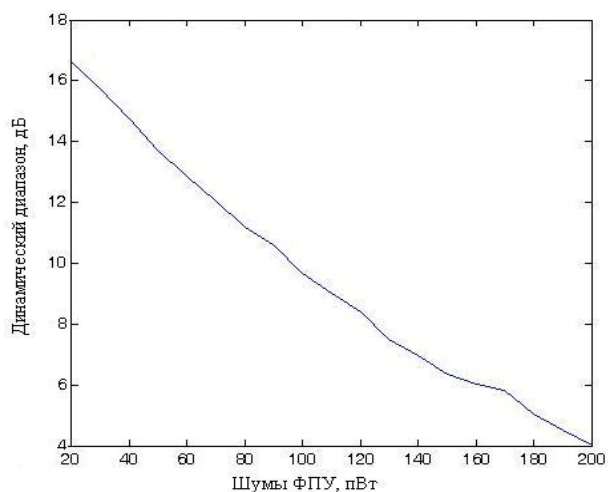


Рис. 12. Влияние шумов ФПУ Фабри-Перо на динамический диапазон

Заключение

Актуальной на сегодняшний день задачей является контроль параметров объектов инфраструктуры. Перспективным направлением в этой области является применение волоконно-оптических датчиков на основе наноразмерных периодических структур – брэгговских решеток. Повышенное внимание к таким датчикам связано с их высокой помехозащищенностью и устойчивостью к воздействию неинформативных влияющих факторов, кроме того данный тип датчиков не требует электропитания и линии управляющих сигналов. Но измерительные системы с такими датчиками уступают по быстродействию. Авторами разработана схема измерительного устройства с усовершенствованным принципом калибровки сигналов. В результате достигнуто увеличение быстродействия устройства, а также увеличение количества датчиков, которые можно разместить в системе, что очень важно для непрерывного контроля протяженных объектов, например трубопроводов, мостов и т.д.

Литература

1. Пат. US2003/0218124 США, Int. Cl. G 01 J 1/04. Приемопередающее устройство [Текст] / Gregg A. Johnson ; заявитель и патентообладатель Naval research laboratory associate counsel. – заявл. 17.01.03; опублик. 27.11.03– 9 с.: ил.
2. Superluminescent Diodes. Short overview of device operation principles and performance parameters [Электронный ресурс] / Vladimir Shidlovski – Электрон. дан. – SUPERLUM, 2004. – Режим доступа: http://www.superlumdiodes.com/pdf/sld_overview.pdf, свободный. – Загл. с экрана.
3. Васильев С.А. Волоконные решетки показателя преломления и их применение [текст] / О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов // Квантовая Электроника. – 2005. – № 35. – С. 1085–1103.
4. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические датчики и измерительные сети [текст] / Ю.Н. Кульчин – Владивосток: Дальнаука, 1999.
5. Григорьев В.В. Исследование волоконно-оптического датчика механических напряжений на основе брэгговской решетки [текст] / В.В. Григорьев, А.К. Митюрёв, А.Б. Пнев, Н.П. Хатырев // Опτικο-электронные измерения. Сборник статей под ред. В.С. Иванова – М.: Университетская книга, 2005.

ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СИГНАЛА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА, ВЫЗВАННОГО ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ И ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Р.О. Олехнович, С.А. Тараканов

Научный руководитель – д.т.н., профессор И.К. Мешковский

В работе производится измерение ошибок в показаниях волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) навигационного класса точности, обусловленных изменением температуры окружающей среды и воздействием внешнего магнитного поля. Предлагаются способы компенсации первой ошибки с помощью пространственно разнесенных датчиков температуры, а второй – с помощью определенным образом уложенного последнего волоконного витка в интерферометре.

Введение

Волоконно-оптический гироскоп является высокоточным прибором для измерения скорости вращения объекта, на котором он установлен. В нем чувствительным к вращению элементом является волоконный кольцевой интерферометр Саньяка. В то же время в столь высокоточном устройстве различные внешние воздействия вносят существенную погрешность в измерения. Наибольшую ошибку в измеряемую скорость вращения для ВОГ навигационного класса точности вносит разность фаз в интерферометре, обусловленная изменением температуры окружающей среды и воздействием внешнего магнитного поля. Целью данной работы является изучение изменения выходного сигнала ВОГ, вызванного этими внешними возмущениями. В работе производится измерение температурной ошибки выходного сигнала ВОГ навигационного класса точности путем охлаждения его сухим льдом с последующим нагреванием до комнатной температуры, и измерение ошибки, зависящей от магнитного поля при помещении ВОГ в катушку Гельмгольца. Предлагаются способы компенсации первой ошибки с помощью пространственно разнесенных датчиков температуры, а второй ошибки путем определенным образом уложенного последнего волоконного витка в интерферометре.

Оценка температурной зависимости сигнала волоконно-оптического гироскопа

Разработка блока для измерения температуры

Для оценки температурной зависимости сигнала волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) была разработана электрическая схема для измерения температуры в восьми точках и программа управления для контроллера.

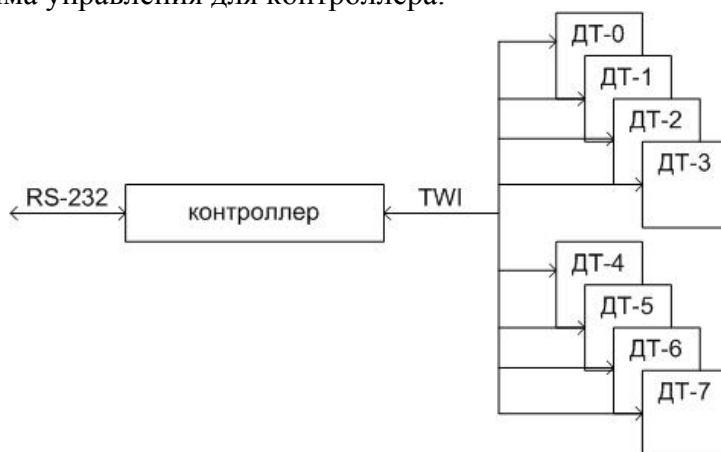


Рис. 1. Функциональная схема блока измерения температуры

На рис. 1 приведена функциональная схема блока. Она состоит из микроконтроллера ATmega8L, 8 датчиков температуры (ДТ-0 ... ДТ-7) и 1 преобразователя интерфейса для подключения к персональному компьютеру.

Для определения разброса показаний датчиков температуры было произведено экспериментальное измерение температуры одновременно всеми датчиками в проточной воде. Для этого все платы с датчиками были покрыты цапонлаком для защиты контактов от внешнего воздействия. После этого каждая плата с датчиком температуры была упакована в полиэтилен, чтобы предотвратить попадание воды в датчик. Затем платы в полиэтилене опускались в текущую холодную воду. График зависимости температуры датчиков от времени приведен на рис. 2, данные о температуре снимались с датчиков температуры раз в секунду.

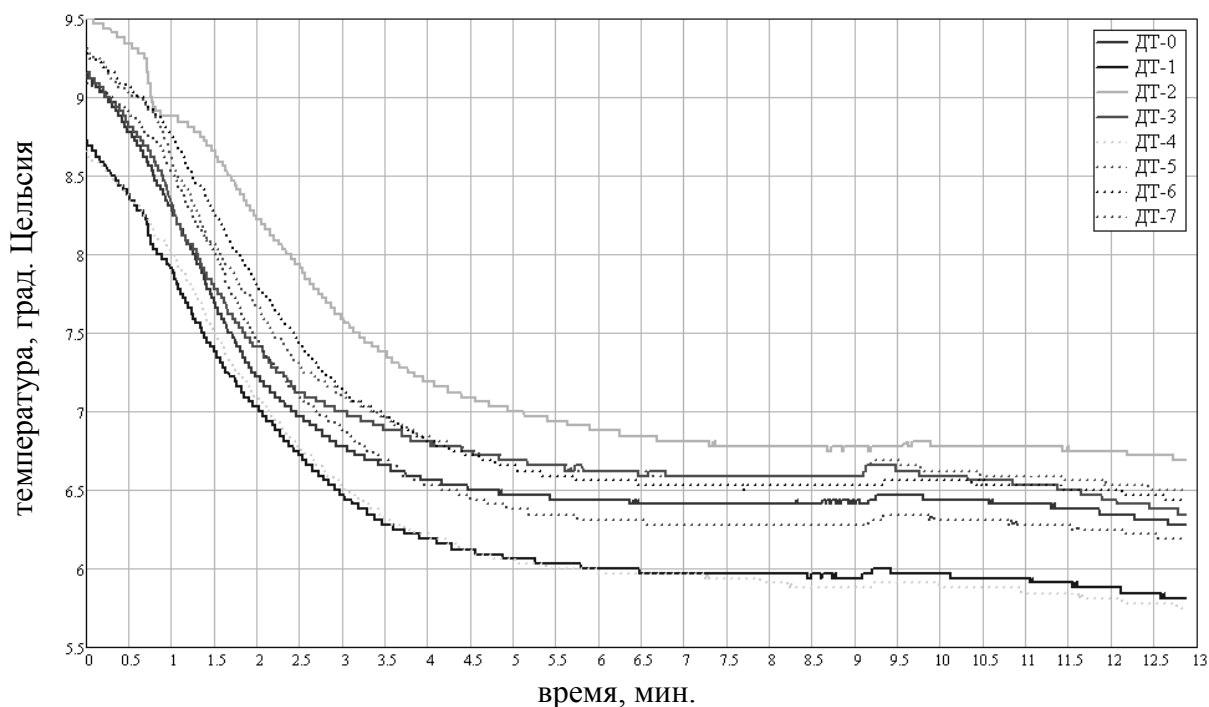


Рис. 2. Показания датчиков температуры

	ДТ-0	ДТ-1	ДТ-2	ДТ-3	ДТ-4	ДТ-5	ДТ-6	ДТ-7
T, °C	6,421	5,978	6,811	6,602	5,942	6,602	6,539	6,29

Таблица. Значения средней температуры датчиков

Оценка разброса температуры датчиков температуры была проведена для промежутка времени с 6,5 по 9 минуты. В этом интервале температура изменялась очень мало. Средняя температура за этот промежуток времени представлена в таблице. На основании усредненных данных можно сделать вывод, что разброс показаний датчиков не превосходит 0,87°C.

Для проведения испытаний датчики температуры были установлены на коробку из пенополистирола, в которой находятся катушка гироскопа и многофункциональная интегрально-оптическая схема. Они были установлены с обеих сторон в области катушки. Датчики температуры с 0 по 3 установлены наверху коробки, а с 4 по 7 внизу коробки. Снятие данных с датчиков температуры происходило раз в 100 с, данные гироскопа усреднялись за такое же время.

Температурные испытания ВОГ

Были использованы два варианта изменения температуры гироскопа. В первом варианте охлаждающий элемент прикладывался так, чтобы создавались преимущественно градиенты температур, перпендикулярные плоскости катушки (параллельные оси катушки). Во втором варианте охлаждающий элемент прикладывался к боковой поверхности гироскопа, чтобы создавались преимущественно градиенты температур параллельные плоскости катушки (перпендикулярно оси катушки). В качестве охлаждающего элемента был применен сухой лед, температура испарения которого примерно равна -79°C .

Для реализации первого варианта лед насыпался на верхнюю поверхность коробки. Боковые грани были увеличены на 15 см для того, чтобы уменьшить испарение углекислоты. Получившаяся емкость была закрыта сверху пластиной из пенопласта. Сам гироскоп устанавливался на металлическую пластину. Результаты измерений приведены на рис. 3.

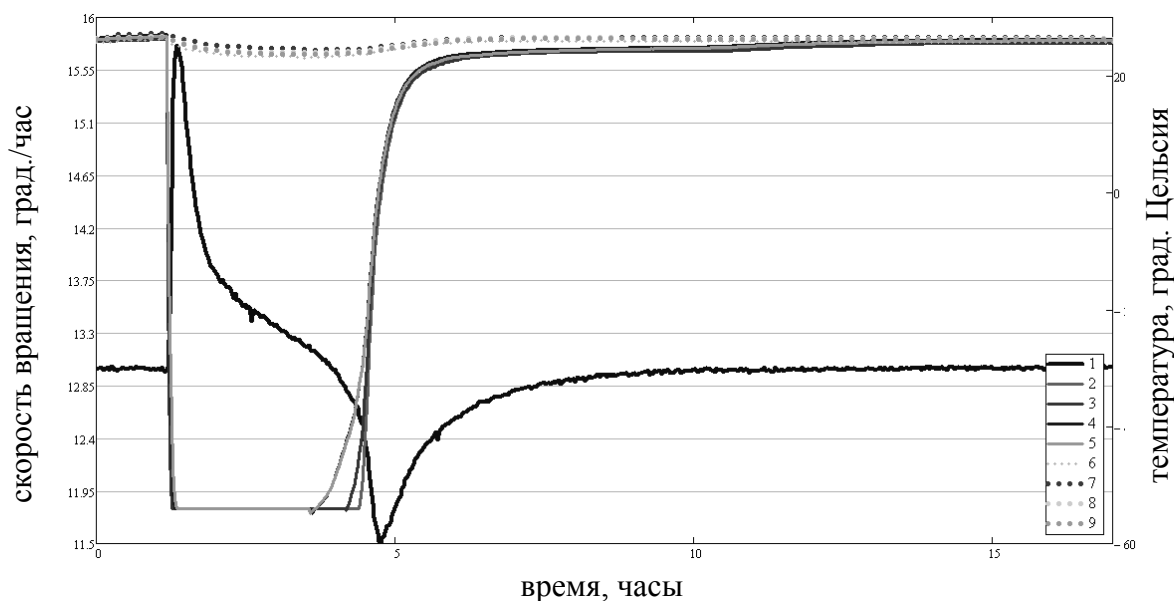


Рис. 3. Показания гироскопа и датчиков температуры: 1 – показания гироскопа; 2–9 показания датчиков температуры

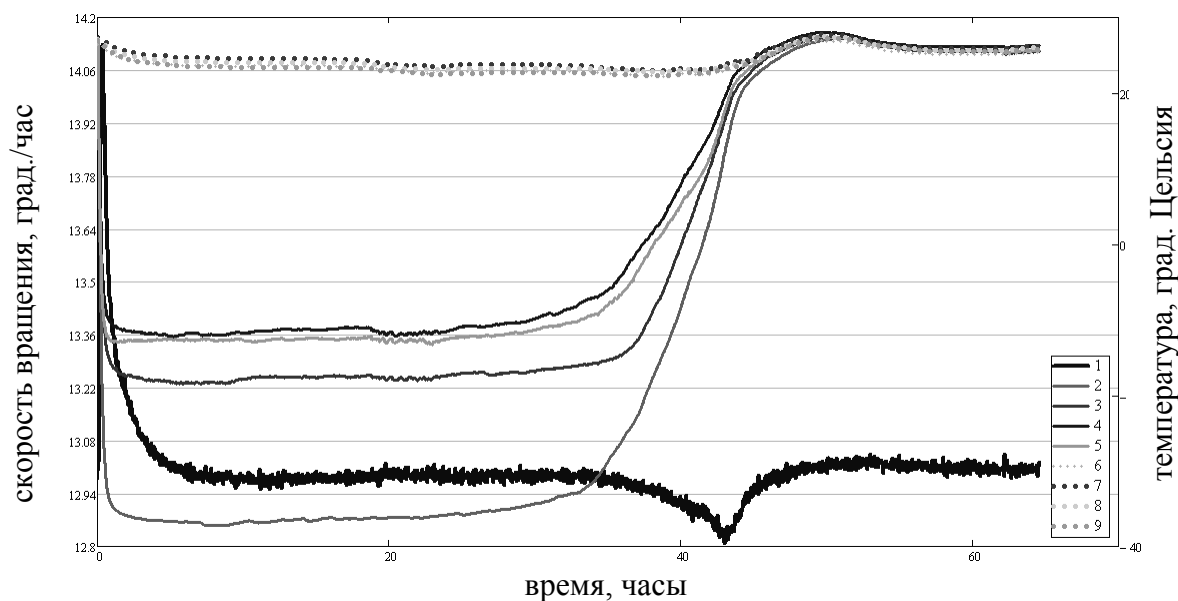


Рис. 4. Показания гироскопа и датчиков температуры с пенопластом: 1 – показания гироскопа; 2–9 показания датчиков температуры

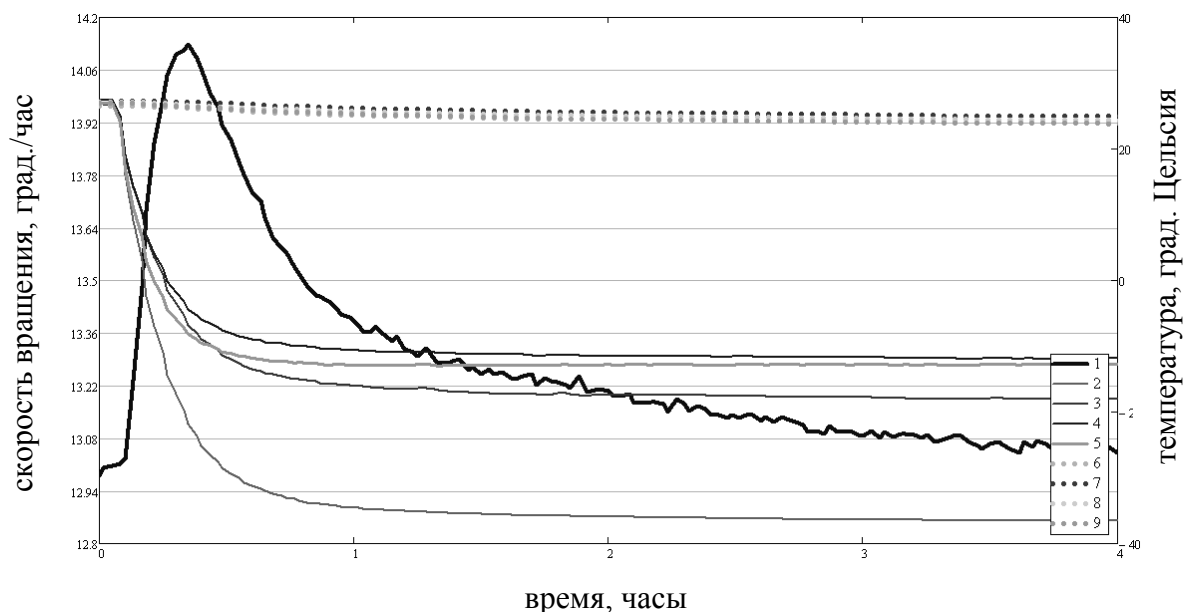


Рис. 5. Показания гироскопа и датчиков температуры с пенопластом при охлаждении:
1 – показания гироскопа; 2–9 показания датчиков температуры

По графику видно, что датчики температуры ДТ-0 ÷ ДТ-3 показывают минимальную рабочую температуру (выходят в насыщение). Это произошло из-за того, что сухой лед засыпался прямо на них. Для предотвращения достижения минимальной рабочей температуры была предложена другая схема. Сухой лед засыпался в пенопластовую коробку с толщиной стенок 2,5 см, и толщиной дна 1,5 см. Коробка устанавливалась сверху коробки гироскопа. Результаты измерений приведены на рис. 4 и 5.

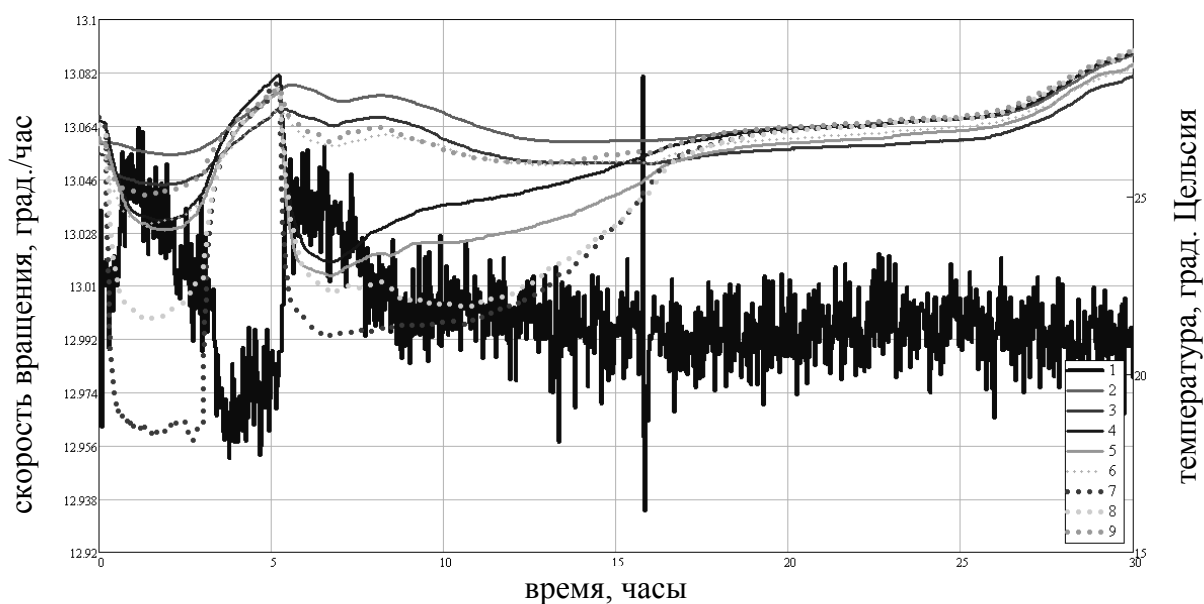


Рис. 6. Показания гироскопа и датчиков температуры охлаждение с торца:
1 – показания гироскопа; 2–9 показания датчиков температуры

Для второго варианта лед в емкости прикладывался к торцу гироскопа, сам гироскоп устанавливался на теплоизолирующем материале, сверху на коробку устанавливалась пенопластовая коробка. Лед прикладывался к торцу коробки, с противоположной стороны от оптических разъемов. Сначала к торцу гироскопа было приложено небольшое количество сухого льда в цилиндре (рис. 6) (первое уменьшение температуры по датчикам ДТ-5 и ДТ-6). Из-за неравномерного охлаждения и небольшой области контакта между цилиндром и торцом коробки лед был снят и гироскоп стоял некоторое

время безо льда. Затем к торцу коробки было приложено большее количество льда в пакете для увеличения площади контакта.

Зависимость сигнала гироскопа от температуры имеется, но она очень слабая. Значительно сильнее сигнал гироскопа зависит от производной температуры по времени. Для более точной оценки рассмотрим зависимость сигнала гироскопа от численной производной температуры по времени. На рис. 7 приведены сигнал гироскопа при начале охлаждения по первому варианту и производные температуры по времени. Запаздывание изменения сигнала гироскопа относительно начала охлаждения является следствием того, что температура измеряется на поверхности коробки, а не на катушке. По этой же причине экстремум на графике сигнала гироскопа смещен относительно экстремумов на графиках температурных производных.

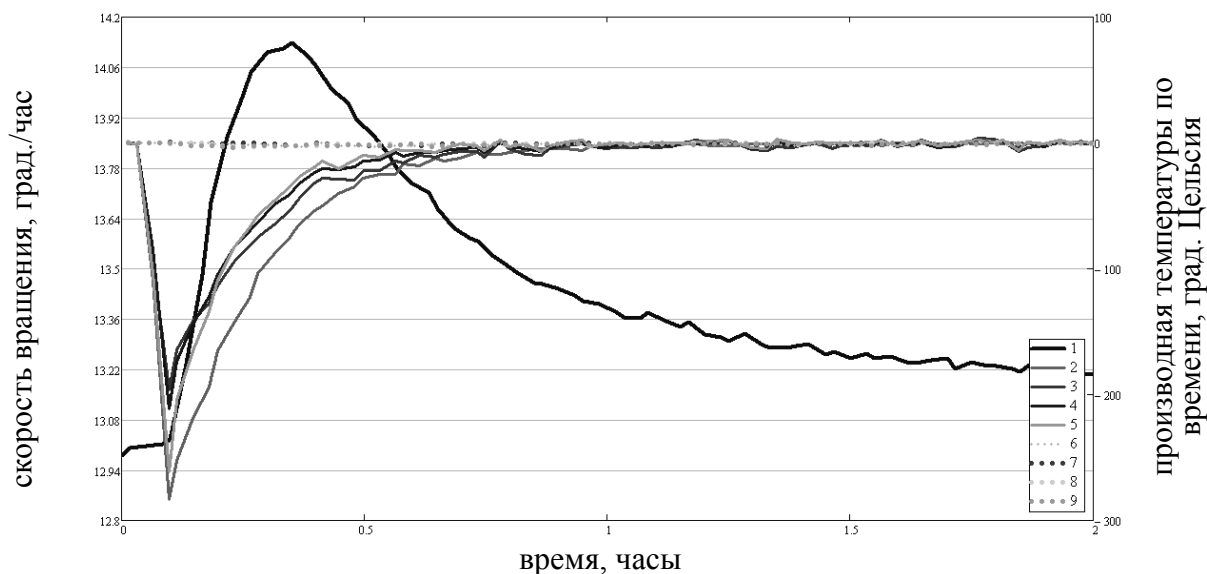


Рис. 7. Показания гироскопа при охлаждении с пенопластом для первого варианта: 1 – показания гироскопа; 2–9 производные показаний датчиков температуры по времени

На рис. 8 приведен сигнал гироскопа и производные температуры по времени для участка естественного нагрева гироскопа после охлаждения для того же эксперимента. Здесь изменения температуры более медленные, и сдвиг экстремумов менее выражен.

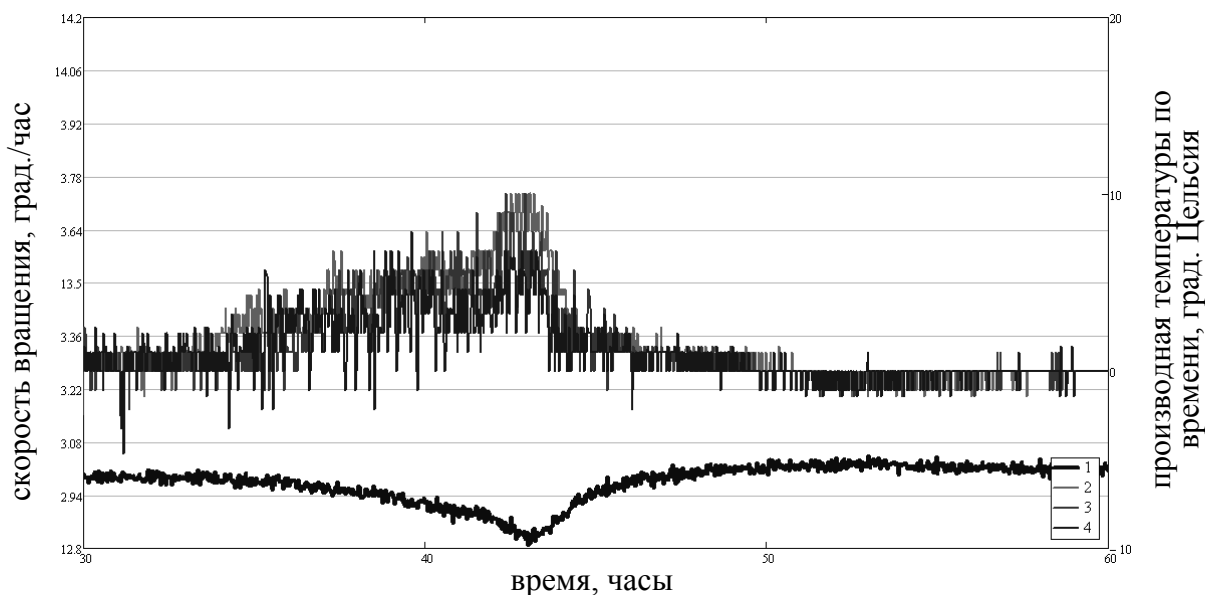


Рис. 8. Показания гироскопа при охлаждении с пенопластом для первого варианта: 1 – показания гироскопа; 2–4 производная показаний датчиков температуры по времени

На рис. 8 с целью лучшей читабельности приведены графики только для трех температурных датчиков. Из графиков видно, что изменение выходного сигнала гироскопа происходит тогда, когда имеется изменение температуры во времени.

Метод компенсации чувствительности ВОГ к температуре

С помощью восьми датчиков температуры, установленных на внешней поверхности теплоизолирующего волокна бокса, получены температурные кривые процесса быстрого охлаждения и естественного нагревания гироскопа. Эти кривые использованы для определения 16 базисных функций (8 температур и 8 их численных производных), на которых методом наименьших квадратов построена аппроксимационная кривая. Для определения коэффициентов при базисных функциях использован участок кривой, соответствующий естественному нагреванию после процесса быстрого принудительного охлаждения (рис. 9). Максимальное различие показаний гироскопа и построенной кривой составляет 0,02 град/час, а среднее квадратическое различие 0,007 град/час, притом, что максимальный «уход» показаний гироскопа на этом участке составляет 0,15 град/час. Таким образом, компенсация может составить 85–95% «ухода».

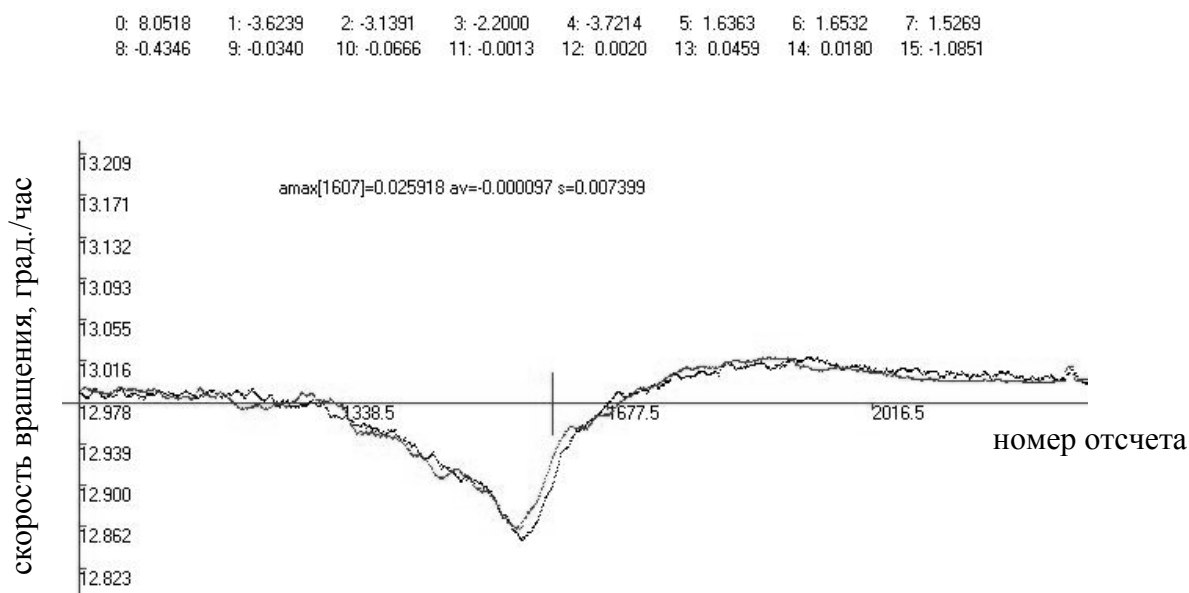


Рис. 9. Участок естественного нагревания при установке охлаждающего контейнера сверху гироскопа. По оси абсцисс откладываются номера отсчетов (каждые 100 с), по оси ординат – показания гироскопа (темным) и точки аппроксимационной кривой (светлым) на основе температурных данных и их численных производных. Вверху: 0–7 – коэффициенты перед данными температуры, 8–15 – перед численными производными

Найденные на указанном выше участке коэффициенты разложения по базисным функциям использованы для аппроксимации полной кривой, включающей начальный участок быстрого охлаждения (рис. 10). Максимальный «уход» составил при резком охлаждении 1 град/час, а максимальное различие между показаниями гироскопа и аппроксимационной кривой (построенной на коэффициентах участка естественного нагревания) 0,3 град/час, что позволяет на 70% компенсировать температурный уход.

На рис. 11 коэффициенты, вычисленные в случае рис. 9, применены для охлаждающего контейнера, расположенного сбоку от гироскопа. И хотя различия между показаниями гироскопа сильно возросли и составляют 0,18 град/час, но совершенно очевидна корреляция между кривыми. Это позволяет надеяться на возможность добиться компенсации температурного «ухода» оптимальным расположением датчиков относительно волокна.

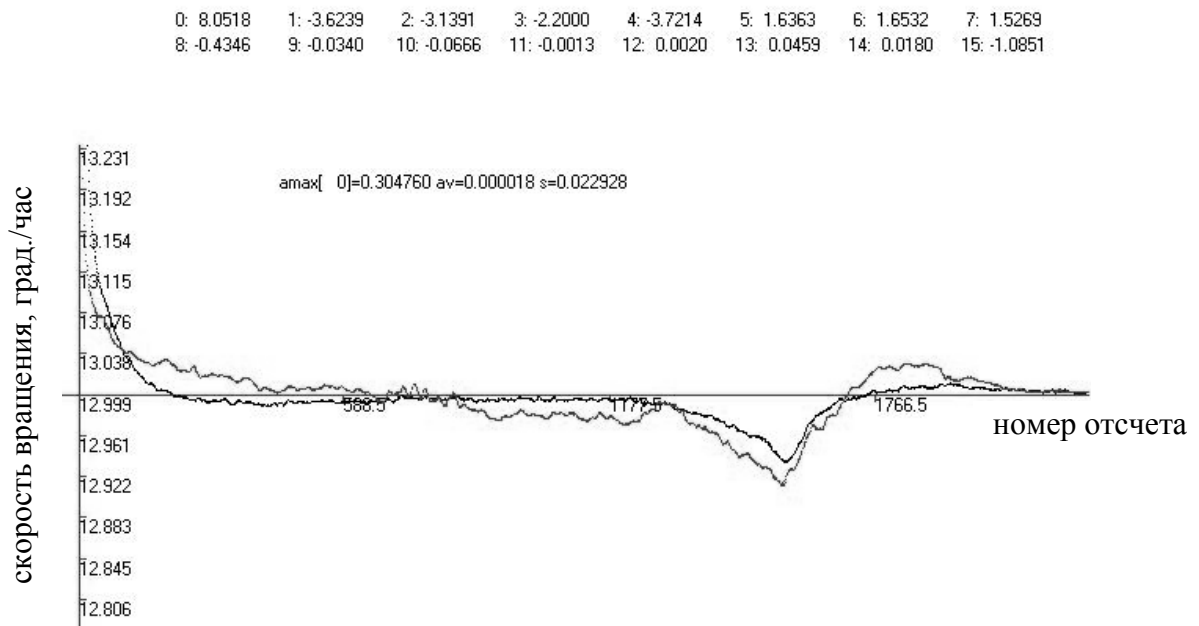


Рис. 10. Участок быстрого охлаждения и естественного нагревания при установке охлаждающего контейнера сверху гироскопа. По оси абсцисс откладываются номера отсчетов (каждые 100 с), по оси ординат – показания гироскопа (темным) и точки аппроксимационной кривой (светлым) на основе температурных данных и их численных производных. Вверху: 0–7 – коэффициенты перед данными температуры, 8–15 – перед численными производными

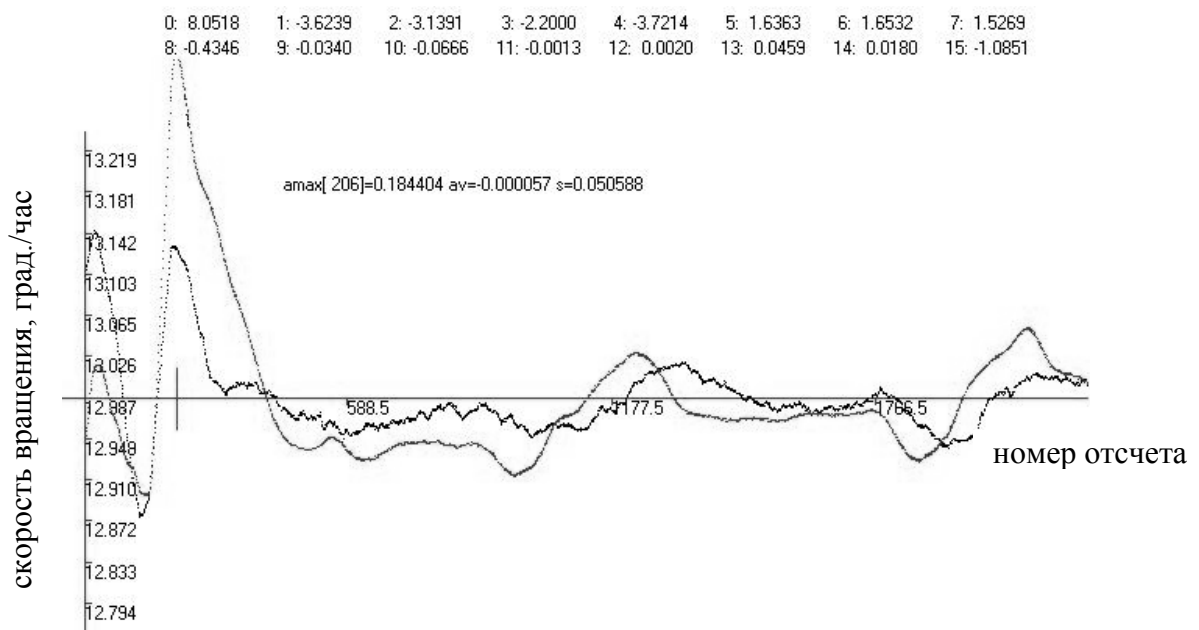


Рис. 11. Участок быстрого охлаждения и естественного нагревания при установке охлаждающего контейнера сбоку от гироскопа. По оси абсцисс откладываются номера отсчетов (каждые 100 с), по оси ординат – показания гироскопа (темные) и точки аппроксимационной кривой (светлые) на основе температурных данных и их численных производных. Вверху: 0–7 – коэффициенты перед данными температуры, 8–15 – перед численными производными

Изучение изменения сигнала волоконно-оптического гироскопа, вызванного внешним магнитным полем

Разработка установки для создания однородного магнитного поля

Продольный магнитооптический эффект Фарадея состоит в повороте плоскости поляризации луча света, проходящего через прозрачную среду, находящуюся в магнитном поле. Поворот плоскости поляризации является следствием циркулярного двулучепреломления. Циркулярная поляризация выражается функциями для правого вращения (по часовой стрелке) и для левого вращения (против часовой стрелки). Линейная поляризация может рассматриваться как результат суперпозиции волн с циркулярной поляризацией с противоположным направлением вращения.

Для ВОГ, в кольцевом волоконном интерферометре которого используется обычное одномодовое оптическое волокно, фарадеевская разность фаз достигает большого значения, сравнимого с разностью фаз, обусловленной вращением ВОГ. При использовании в ВОГ оптического волокна с сохранением поляризации существенно уменьшается чувствительность прибора к нежелательным физическим воздействиям, в том числе и к постоянному магнитному полю. Но все же эффект Фарадея полностью не исчезает из-за того, что при намотке волокна данного типа на катушку возникают места, где волокно скручено вокруг своей оси. В этих местах винтообразная деформация приводит к небольшому изменению положения осей оптического волокна с сохранением поляризации, и собственная поляризационная мода волокна из линейной становится эллиптической.

Для изучения влияния внешнего магнитного поля на выходной сигнал ВОГ он помещается в равномерное магнитное поле. Для этого применяется двойная катушка, называемая катушкой Гельмгольца, которая состоит из двух параллельных коаксиальных колец прямоугольного сечения с обмоткой со средним диаметром D и расстоянием между средними плоскостями колец $0,5 D$. Обмотки обоих колец включают последовательно так, чтобы поля от них суммировались.

Напряженность магнитного поля внутри катушки H в А/м рассчитывают по формуле [1]:

$$H = \frac{1,44IW}{D},$$

где I – ток, протекающий в обмотке, А ($I = 0,74$ А); W – число витков обмотки в двух кольцах ($W = 600$ витков); D – средний диаметр кольца катушки, м ($D = 0,8$ м). В таком случае напряженность магнитного поля внутри катушки H равна $799,2$ А/м, что соответствует напряженности магнитного поля, равного приблизительно 10 эрстед (в 20 раз больше магнитного поля Земли на 60-й широте).

Для проверки точности расчета магнитного поля, создаваемого в катушке Гельмгольца, был использован следующий метод. Магнитный компас помещался в центр катушки, подключенной к источнику тока. Сила тока плавно уменьшалась от номинального значения, равного $0,74$ А, что соответствует расчетной напряженности магнитного поля 10 эрстед, до значения, при котором стрелка компаса переставала отклоняться в какое-либо преимущественное направление. Это происходит при такой силе тока в катушке, при которой магнитное поле катушки равно по модулю магнитному полю Земли и противоположно по направлению. В наших широтах магнитное поле Земли равно примерно $0,5$ эрстед, но на него влияет экранирующее действие здания и металлических конструкций в лаборатории, что приводит к увеличению погрешности измерений. В эксперименте было получено значение силы тока $0,027$ А, т.е. поле, создаваемое в катушке больше поля Земли в лаборатории примерно в 20 раз, что дает хорошее соответствие напряженности создаваемого поля с расчетным значением.

Каркас катушки и крепление изготовлены из немагнитных материалов. ВОГ имеет возможность поворота вокруг вертикальной оси параллельной плоскости колец. При этом постоянное магнитное поле направлено параллельно плоскости катушки ВОГ. Именно для этой ориентации имеет место максимальная чувствительность ВОГ к магнитному полю [2]. Установка изображена на рис. 12.



Рис. 12. Установка для изучения влияния внешнего магнитного поля на выходной сигнал ВОГ

Испытания ВОГ в однородном магнитном поле

Поскольку места скручивания оптического волокна распределены в кольцевом волоконном интерферометре неизвестным образом, для нахождения максимальной чувствительности необходимо поворачивать ВОГ вокруг вертикальной оси с заданным шагом. В нашем варианте для нахождения области максимума чувствительности использовался шаг 45° , далее в этой области измерения произведены с шагом 15° . Измерения проводились по следующему циклу: десять отсчетов ВОГ работает без воздействия магнитного поля, фиксируя скорость вращения Земли, следующие десять отсчетов ВОГ находится в магнитном поле, потом опять десять отсчетов ВОГ работает без поля, и на следующие десять отсчетов поле направлено противоположно. После каждого цикла производился поворот ВОГ до соответствующего угла между полем и определенным условным направлением в ВОГ. Для удобства восприятия на графиках не показаны точки, полученные во время поворота (во время поворота сигнал ВОГ сильно меняется).

На рис. 13 представлены результаты измерений с шагом 45° .

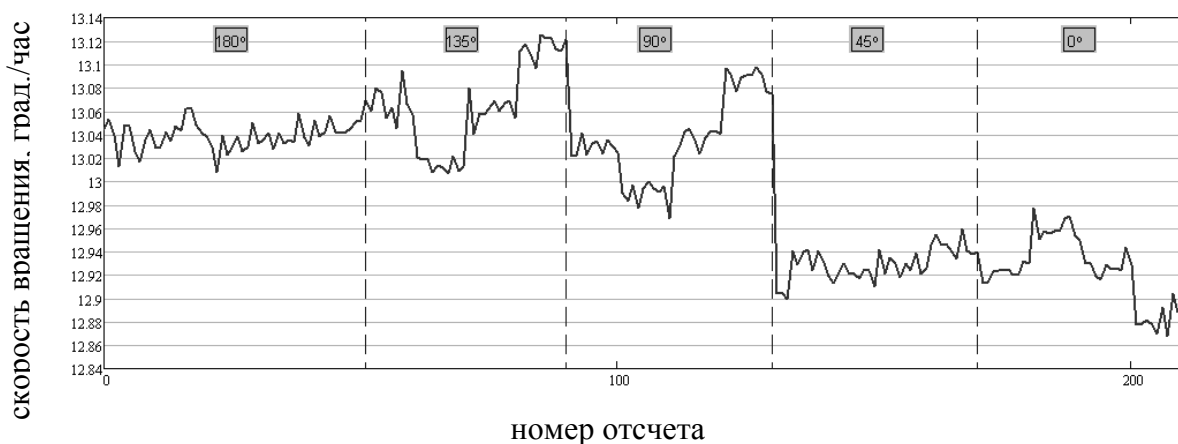


Рис. 13. Выходной сигнал ВОГ при измерениях с шагом 45°

Видно, что область максимума чувствительности находится в районе $90\text{--}135^\circ$. На рис. 14 представлены результаты измерений с шагом 15° .

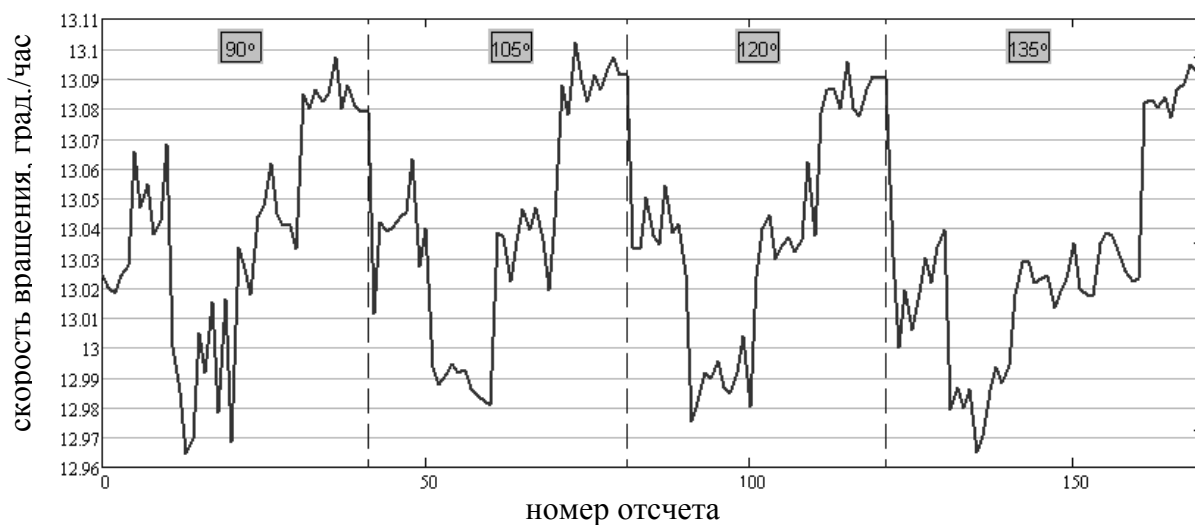


Рис. 14. Выходной сигнал ВОГ при измерениях с шагом 15°

В итоге максимальное отклонение наблюдается при угле 105° и равно $0,05$ град./час при напряженности магнитного поля 10 Э, что соответствует чувствительности к магнитному полю $0,005$ град./час/э.

Способ компенсации действия магнитного поля на ВОГ

Для компенсации чувствительности ВОГ к магнитному полю предложен перспективный метод. Предлагается скручивание последнего витка оптического волокна (ОВ) в катушке, который всегда присутствует в ВОГ и соединяет волоконно-оптический контур с интегральным оптическим элементом. Для этого сначала находится направление максимальной чувствительности ВОГ к магнитному полю и вычисляется эта чувствительность, а потом производится закручивание витка на определенный угол φ , как показано на рис. 15.

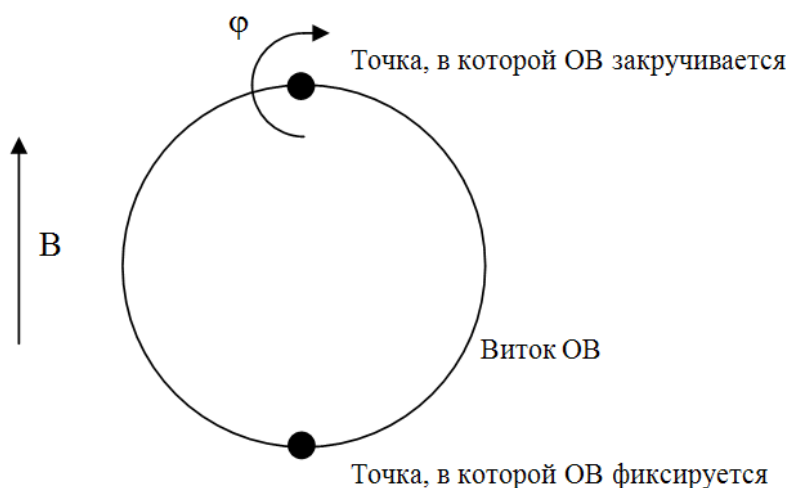


Рис. 15. Схема скручивания витка ОВ

Был проведен расчет с целью определения масштаба эффекта от закручивания витка. Для этого сначала вычисляется разность фаз между противоположно бегущими лучами, которая вносится в ВОГ при воздействии на него постоянного магнитного поля

напряженностью 10 эрстед, что эквивалентно вращению ВОГ со скоростью 0,05 град/час, а потом эта разность фаз Саньяка сравнивается с разностью фаз, которую можно получить в магнитном поле при закручивании витка на угол $\varphi = 90^\circ$. Разность фаз Саньяка, обусловленная вращением ВОГ со скоростью 0,05 град/час, равна

$$\Delta\varphi_S = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega,$$

$$\Delta\varphi_S = \frac{4\pi \cdot 0,09 \cdot 2000}{1,55 \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^8} 0,05 \frac{\pi}{180 \cdot 3600} = 1,1792 \cdot 10^{-6} \text{ рад.}$$

Теперь выразим разность постоянных распространения $\Delta\beta_l$ через длину биения l_σ волокна с сохранением поляризации

$$\Delta\beta_l = \frac{2\pi}{l_\sigma},$$

и учтем, что при закручивании волокна в витке на 90° ($\pi/2$ рад) $t_w(z)$ будет равна

$$t_w(z) = \frac{\pi}{\pi R}.$$

Тогда получим, что при напряженности магнитного поля 10 Э, что соответствует индукции поля 10^{-3} Тл, в контур вносится разность фаз:

$$\Delta\varphi_F = \frac{VBl_\sigma}{\pi R} \int_{-\frac{\pi \cdot R}{2}}^{\frac{\pi \cdot R}{2}} \cos\left(\frac{z}{R}\right) dz = \frac{2VBl_\sigma}{\pi},$$

$$\Delta\varphi_F = \frac{2 \cdot 0,6 \cdot 10^{-3} \cdot 0,003}{\pi} = 1,1459 \cdot 10^{-6} \text{ рад.}$$

Соответствующие разности фаз имеют один порядок, и это означает, что для компенсации влияния магнитного поля вполне достаточно одного витка волокна, закрученного на соответствующий угол.

Заключение

В работе проведены измерения выходного сигнала ВОГ при изменении температуры и воздействии магнитного поля. По полученным данным определена величина ошибки ВОГ при данных воздействиях на конкретный экземпляр ВОГ навигационного класса точности. Предложены методы по компенсации полученных зависимостей выходного сигнала от внешних воздействий.

Литература

1. ГОСТ 10374-93 «Приборы аналоговые показывающие электроизмерительные прямого действия и вспомогательные части к ним». Часть 7, Приложение 3, Пункт 3.5. Изменение показаний, вызванное влиянием внешнего магнитного поля.
2. H. Lefevre. The Fiber-Optic Gyroscope. – Artech House, Лондон, 1992. – 314 с.

СЕЛЕКЦИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ТИПОВ ИНСПЕКТИРУЕМЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ПЕЛЕНГАЦИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

П.Б. Рудоменова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Коротаев

В работе ставилась задача исследования возможности селекции и идентификации типов инспектируемых ОЭС при помощи пеленгационной характеристики.

Введение

В современном мире одной из актуальных задач является проблема дистанционного обнаружения скрытого несанкционированного наблюдения при помощи фотоаппаратов, видеокамер, а также оптических прицелов и других оптических приспособлений. В комплексе проблем обеспечения обороноспособности одно из ведущих мест занимают проблемы оптико-электронной борьбы, включающие обнаружение, распознавание и оказание эффективного противодействия оптико-электронным приборам (ОЭП) разведки, наблюдения и управления оружием. Это обусловлено постоянно увеличивающимся количеством ОЭП в системах управления и вооружения, расширением их функциональных возможностей и диапазона решаемых задач, повышением эффективности боевого использования. В недалеком прошлом оптические и оптико-электронные устройства лишь облегчали оператору прицеливание, наблюдение, измерение координатных и траекторных параметров. В последние годы интенсивное развитие оптоэлектроники привело к новым применениям ОЭП в военной технике, основанным на использовании перестраиваемых лазеров, систем наведения управляемых ракет по волоконно-оптическим линиям связи, низкоуровневого твердотельного телевидения и модульной тепловизионной техники.

Наиболее эффективным методом обнаружения оптико-электронных приборов является метод лазерной локации.

Принцип действия активных систем обнаружения ОЭС

Принцип действия систем обнаружения, построенных по методу лазерной локации, основан на эффекте световозвращения, или «обратного блика». Причина возникновения эффекта «обратного блика» заключается в том, что в фокальной плоскости любой оптической системы обязательно находится какой-либо светоотражающий элемент: стеклянная пластина с нанесенной на нее сеткой (оптические прицелы, бинокли), фотопленка или ПЗС-матрица (фото- и видеокамеры), фотокатод электронно-оптического преобразователя (приборы ночного видения) или даже сетчатка человеческого глаза. В результате отражения от этого элемента лазерное излучение возвращается в том же направлении, откуда оно пришло. Любой оптический прибор выступает в роли светоотражателя, т.е. дает обратный блик во всем поле своего зрения [1].

Принцип действия разрабатываемого прибора представлен на рис. 1. Прибор состоит из приемного и передающего канала, где 1 – излучатель; 2 – оптика излучателя; 3 – плоское зеркало; 4 – защитное окно; 5 – фотоприемник; 6 – объектив фотоприемника. Из-за явления световозвращения зондирующего излучения возникает необходимость совмещения оптических осей приемного и передающего каналов разрабатываемого прибора при помощи специальной конструкции согласующей оптики. Разрабатываемый прибор предполагает ручное сканирование, поэтому не требуется большого поля зрения фотоприемника и расходимости излучающего канала [2, 3].

Представленный вариант схемы построения обнаруживающего прибора является наиболее подходящим и рациональным для поставленных целей обнаружения.

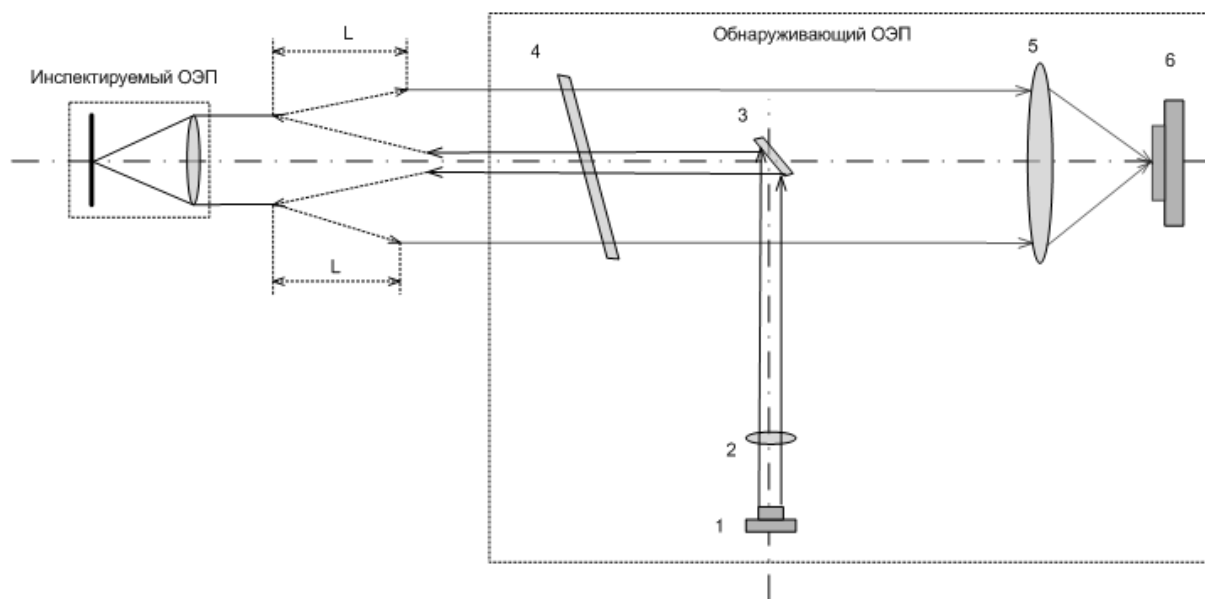


Рис. 1. Принцип действия активной системы обнаружения оптических приборов

Постановка задачи

Важной задачей является разработка методов и технических решений, обеспечивающих возможность селекции и идентификации типов inspected оптических систем (ОЭС). Действительно, во многих случаях очень важно идентифицировать регистрируемый блик от ОЭС, отсементировать его от бликующих световозвращающих ложных целей или от случайных природных бликов, возникающих при зеркальном или диффузном отражении зондирующего излучения [4].

Эффект световозвращения проявляется практически всегда при засветке входного зрачка ОЭС лазерным излучением в определенном диапазоне длин волн, однако характер его проявления весьма специфичен и зависит от свойств ОЭС. Так, интенсивность ретроотраженного излучения при равной освещенности входного зрачка может изменяться для различных ОЭС на 5–6 порядков. В то же время и для конкретного ОЭС интенсивность ретроотраженного излучения значительно изменяется при изменении значения его длины волны. Для сравнительной оценки световозвращательной способности различных ОЭС используются основные световозвращательные характеристики. К ним относятся показатель световозвращения (ПСВ), индикатриса отражения, пеленгационная характеристика. В большинстве случаев для селекции ОЭП нет необходимости проведения полного анализа всех световозвращательных характеристик, а достаточно ограничиться расчетом и измерением только одного их вида.

В представленной работе поставлена задача исследования пеленгационной характеристики обнаруживаемого прибора и использования ее свойств в целях селекции и идентификации ОЭП.

Исследование пеленгационной характеристики для обнаружения и распознавания

Пеленгационной характеристикой ОЭП $R(\alpha)$ называется зависимость показателя световозвращения (ПСВ) ОЭП от угла пеленга α . Угол пеленга α есть угол между векторами N и P_0 , где вектор N направлен вдоль оптической оси ОЭП, а вектор P_0 указывает направление на источник подсвета (входное окно передающей системы) [5].

Отношение энергетической силы отраженного излучения в каком-либо направлении относительно оси подсветки к энергетической освещенности, созданной источником подсветки на входной апертуре прибора, называется показателем световозвращения (ПСВ) данного прибора в данном направлении. Измеряется этот параметр в соответствующих единицах ($\text{м}^2/\text{ср}$). Угловое распределение ПСВ относительно оси подсветки описывается его индикатрисой. Ширина индикатрисы ПСВ для большинства приборов с апертурой, не превышающей нескольких сантиметров, находится в пределах $0,1\text{--}20$ мрад. Для более значительных углов значение ПСВ, как правило, очень мало (на несколько порядков меньше, чем значения, характерные для центральной, приосевой области индикатрисы). Форма индикатрисы (абсолютные значения ПСВ и их распределение по углу) сильно зависит от типа прибора, длины волны излучения подсветки, а также угла пеленга – угла наклона оптической оси прибора к оси подсветки.

ПСВ ОЭС – $R(\rho)$ в некотором направлении $\rho(jx, jy)$ распространения ретроотраженного излучения представляет собой отношение силы света излучения $I(\rho)$, отраженного в выбранном направлении, к облученности входного зрачка ОЭС – E_0 :

$$R(\rho) = \frac{I(\rho)}{E_0} \quad (\text{м}^2/\text{ср}), \quad (1)$$

где

$$E_0 = \frac{d\Phi_1}{dS}, \quad (2)$$

Φ_1 – поток излучения, падающий на входной зрачок; S – площадь входного зрачка обнаруживаемой ОЭС.

$$I(\rho) = \frac{d\Phi_2}{d\Omega(\rho)}, \quad (3)$$

Φ_2 – поток излучения, отраженный от оптических компонент обнаруживаемой ОЭС; $\Omega(\rho)$ – телесный угол, в котором распространяется отраженное в некотором направлении излучение.

$$R(\rho) = \frac{d\Phi_2 dS}{d\Omega d\Phi_1} = \frac{d\Phi_1 \tau_{oc2}^2 \rho \frac{\pi d d^2}{4}}{\frac{\pi d \varphi^2}{4} d\Phi_1} = \frac{\tau_{oc2}^2 \rho d d^2}{d \varphi^2}. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что ПСВ зависит от изменения угла φ , т.е. угла расходимости излучения после отражения от обнаруживаемого объекта и диаметра входного зрачка обнаруживаемого ОЭС.

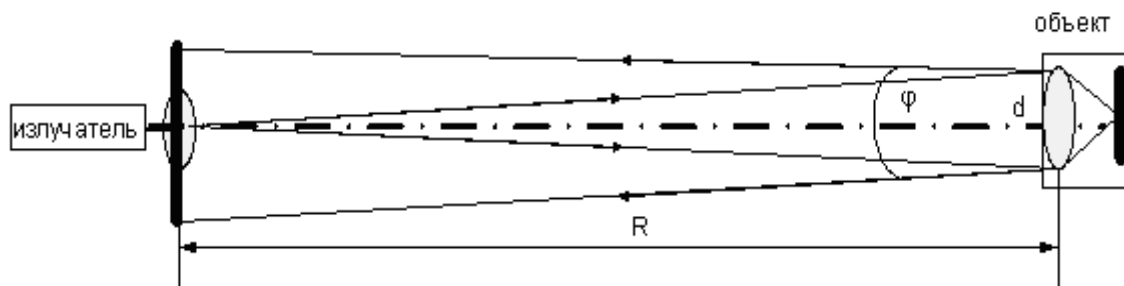


Рис. 2. Распространение ретроотраженного излучения

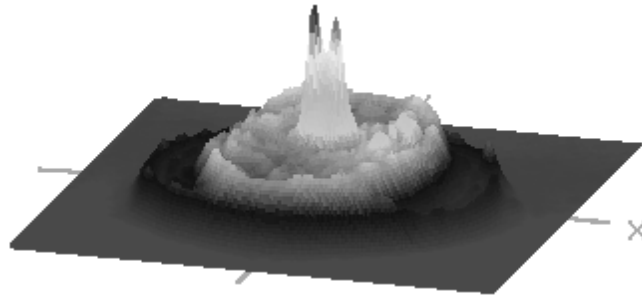


Рис. 3. Распределение ПСВ в зависимости от направления распространения ретроотраженного излучения

Рассмотрим пеленгационную характеристику $R(\alpha)$ преломляющих поверхностей оптической системы ОЭП при зондировании его излучением удаленного источника подсвета. Для этого рассмотрим отражение зондирующего излучения от произвольной k -ой преломляющей поверхности оптической системы ОЭП.

Введя параметры произвольного луча в меридиональной плоскости как y_k – координата луча при главных плоскостях H_{k-1} и H'_{k-1} , угол пеленга φ можно вывести из соотношения, связывающего параметры луча на входе с параметрами луча на выходе из прибора после отражения от k -ой поверхности оптической системы.

Ширина пеленгационной характеристики k -ой поверхности оптической системы определяется ходом главного луча и не превышает удвоенного угла пеленга, при котором главный луч проходит через край виньетирующей диафрагмы оптической системы их $(k-1)$ поверхности. С другой стороны, очевидно, что ширина пеленгационной характеристики k -ой поверхности не может превышать углового размера светового диаметра первого компонента, определяемого из центра зрачка световозвращателя. Поэтому для предварительных оценок достаточно знать максимально возможную ширину пеленгационной характеристики k -ой поверхности ОЭП, равную

$$2\alpha_{m,k} = \begin{cases} 2 \arctg(D_{св} / 2|r_1|), k = 1 \\ 2 \arctg(D_{св} / 2|pk|), k \geq 2, \end{cases} \quad (5)$$

где $D_{св}$ – световой диаметр первого компонента оптической системы ОЭП.

Форма пеленгационной характеристики $R(\alpha)$ ОЭП зависит от конструктивных параметров и aberrаций его объектива в прямом ходе. Аналитическая зависимость ПСВ ОЭП от угла пеленга φ имеет вид

$$R(\varphi) = \frac{\tau_\lambda^2 \varphi_\lambda f'^4}{4|(\Delta - c_3 f' \varphi^2)(\Delta - D_3 f' \varphi^2)|}, \quad (6)$$

где τ_λ – коэффициент пропускания прибора; c_3, D_3 – коэффициенты зависящие от конструктивных параметров и aberrаций объектива прибора; f' – фокусное расстояние объектива прибора; Δ – дефокусировка относительно гауссовой плоскости. Исследование приведенной зависимости показывает, что пеленгационная характеристика ОЭП $R(\alpha)$ при значении угла пеленга

$$\varphi^* = \sqrt{\frac{\Delta(c_3 + D_3)}{2f'c_3D_3}} \quad (7)$$

имеет минимум, а при двух значениях угла пеленга,

$$\varphi_c = \sqrt{\frac{\Delta}{f'c_3}} \quad \text{и} \quad \varphi_D = \sqrt{\frac{\Delta}{f'D_3}} \quad (8)$$

имеет максимумы. Зависимость ПСВ ОЭП от угла пеленга α приведена на рис. 4.

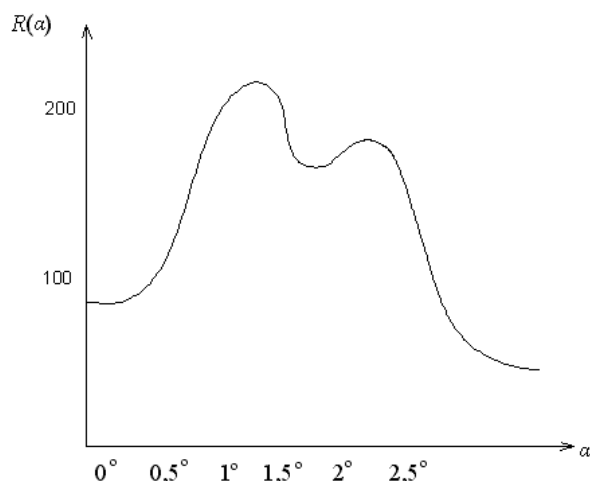


Рис. 4. Пеленгационная характеристика

Анализ приведенных формул показывает, что функция $R(\alpha)$ имеет минимумы и максимумы при выполнении соответствующих условий:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta}{f'} \text{sign}(m) &\geq 0, \\ \frac{\Delta}{f'} \text{sign}(c_3) &\geq 0, \\ \frac{\Delta}{f'} \text{sign}(D_3) &\geq 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $m = \min\{c_3, |D_3|\}$. Если эти условия не выполнены, то максимумы или минимумы функции $R(\alpha)$ могут отсутствовать.

При отражении от визирных сеток, стоящих вблизи задней фокальной плоскости однокомпонентных объективов, получаем положение: ширина пеленгационной характеристики определяется относительным отверстием объектива прибора, но не превосходит величины углового поля зрения прибора в пространстве предметов 2ω :

$$2\varphi_m = \min\{2\omega, 2\arctg(D_{св}/2f')\}.$$

Можно сделать вывод, что любому оптическому прибору соответствует своя пеленгационная характеристика.

Теперь рассмотрим более подробно случаи потери полезного излучения при ретроотражении от обнаруживаемого объекта под некоторым углом пеленга α . Введем дополнительно коэффициент τ_α , учитывающий эти потери [6, 7]. Рассмотрим предельные углы, под которыми можно обнаружить объект. Очевидно, что существуют углы, при которых объект зарегистрировать невозможно [8].

Для расчета потерь полезного излучения и коэффициента τ_α обратимся к рис. 5. Из рисунка видно, что при падении излучения на обнаруживаемый объект под некоторым углом к его оптической оси часть отраженного от сетки излучения теряется из-за ограничения его выходным зрачком (луч 1 на рис. 5, а). Так, при падении излучения под некоторым углом α лучи отразятся от сетки и выйдут только из заштрихованной области (рис. 5, б).

Найдем коэффициент τ_α , который зависит от угла α и равен отношению площади заштрихованной области S' к площади всего зрачка $S_{об}$:

$$\tau_\alpha = \frac{S'}{S_{об}}. \quad (10)$$

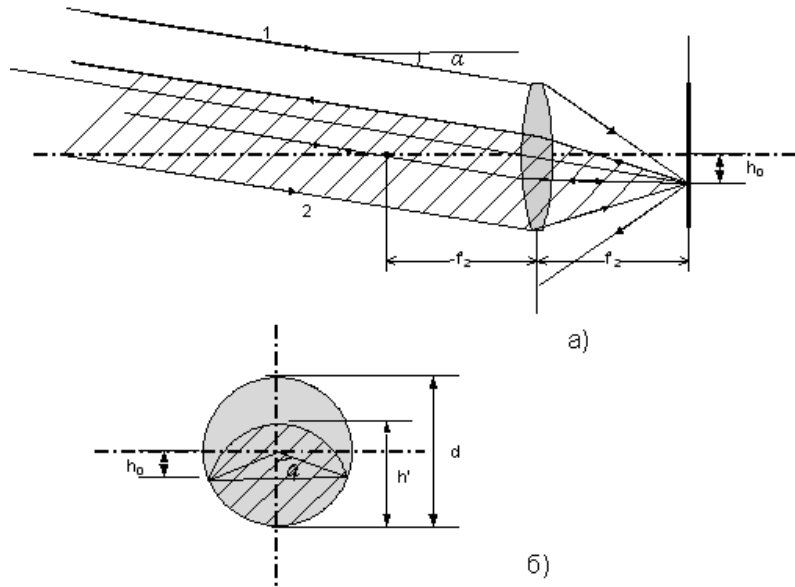


Рис. 5. Схема определения предельного угла наблюдения объекта

Если угловое разрешение объекта, т.е. отношение r/R , меньше угла расходимости излучения подсветчика, то площадь излучения падающего на входной зрачок $S_{об} = \pi d^2 / 4$. Можно показать, что площадь возвращаемого пучка составляет (см. рис. 5, б)

$$S' = \frac{d^2}{4} [2\beta - \sin 2\beta], \quad (11)$$

где $\beta = \arccos\left(2 \frac{f}{d} \operatorname{tg} \alpha\right)$, d – диаметр входного зрачка обнаруживаемого объекта; α – угол между оптической осью обнаружителя, т.е. падающего излучения и оптической осью отражающего объекта.

Допустим, выполняется условие, при котором угловое разрешение объекта, т.е. отношение r/R , меньше угла расходимости излучения подсветчика, тогда коэффициент τ_α можно найти из формулы

$$\tau_\alpha = \frac{S'}{S_{об}} = \frac{1}{\pi} [2\beta - \sin 2\beta], \quad (12)$$

$$\beta = \arccos\left(2 \frac{f}{d} \operatorname{tg} \alpha\right).$$

Можно сделать вывод, что коэффициент τ_α зависит от двух параметров системы: от угла α между оптической осью обнаружителя и оптической осью отражающего объекта, и от относительного отверстия самого отражающего объекта, то есть от диафрагменного числа f/d .

Зависимость $\tau_\alpha(\alpha)$ приведена на рис. 6. Зависимость мощности излучения, отраженного от оптических компонент обнаруживаемого оптико-электронного прибора, от угла пеленга α аналогична зависимости коэффициента τ_α от угла пеленга α (рис. 7).

Предельные значения $\alpha = \alpha_{\max}$ соответствуют $\tau_\alpha(\alpha) = 0$. Так, при относительном отверстии $f/d = 1$ предельный угол равен 27° . При $f/d = 1,5$: $\alpha_{\max} = 18,5^\circ$, и т.д. Можно сделать вывод, что при увеличении значения диафрагменного числа предельный угол, при котором еще можно зарегистрировать отражение от обнаруживаемого объекта, становится меньше.

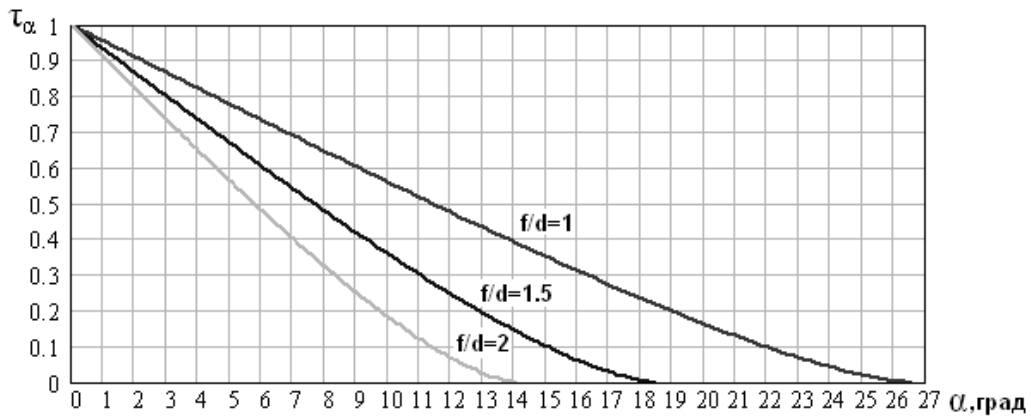


Рис. 6. Зависимость $\tau_\alpha(\alpha)$ для трех значений диафрагменного числа

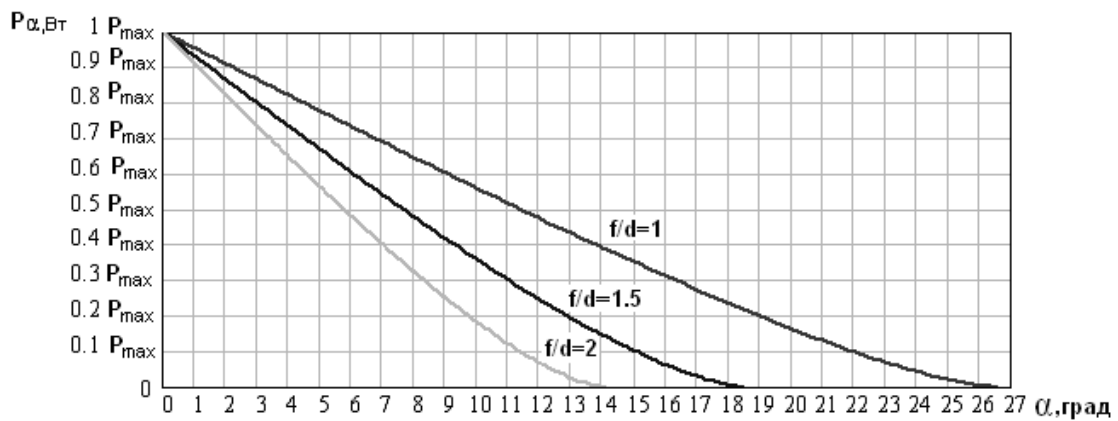


Рис. 7. Зависимость $P_\alpha(\alpha)$ для трех значений диафрагменного числа

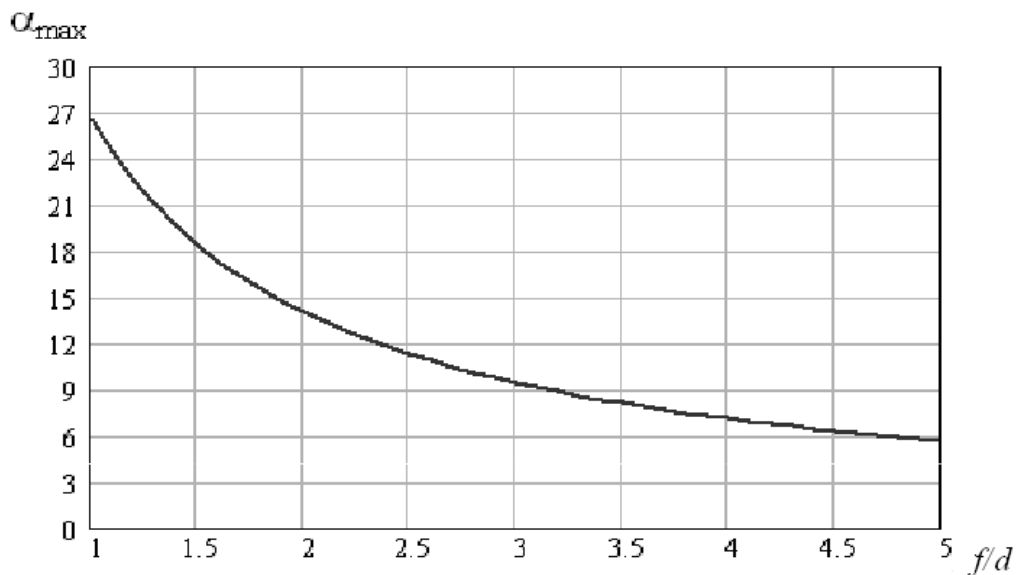


Рис. 8. Зависимость максимального угла наблюдения объекта в зависимости от диафрагменного числа объектива

На рис. 8 приведен график зависимости $\alpha_{max}(f/d)$, из которого следует, что большему значению диафрагменного числа соответствует большее значения максимального угла, под которым можно зарегистрировать объект. Следует отметить, что большему значению f/d соответствуют объективы зрительных труб, снайперских винтовок ($f/4$ до

$f/13,6$); меньшему – объективы приборов ночного видения и тепловизоров (от $f/1,4$ до $f/2,8$), что в определенных условиях позволяет проводить селекцию объектов.

Заключение

В ходе данной работы была представлена принципиальная схема построения и действия активной системы обнаружения ОЭС, была рассмотрена пеленгационная характеристика, которая зависит от относительного отверстия определенного типа оптико-электронного прибора. В результате исследований была выведена математическая зависимость, показывающая, каким образом угол пеленга, т.е. угол отклонения оптических осей обнаруживаемого прибора и обнаружителя, влияет на потери мощности зондируемого излучения. Также была выведена и представлена зависимость максимально возможного угла обнаружения, т.е. угла пеленга, от диафрагменного числа, что в свою очередь позволит производить селекцию обнаруживаемых приборов.

Литература

1. Тезисы докл. 5-ой Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007», Санкт-Петербург, 2007.
2. Ишанин Г.Г. Источники излучения для ОЭП. – Л.: ЛИТМО, 1984. – 239 с.
3. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Челибанов В.П. Приемники излучения. – СПб.: Папирус, 2003 г. – 527 с.
4. Волков В.Г. Применение активно-импульсных приборов наблюдения для видения бликующих элементов. // Вопросы оборонной техники. – 1995. – Серия 11. – Вып. 1–2 (144–145). – С. 3–7.
5. Барышников Н.В., Карасик В.Е. Современные задачи разработки локационной аппаратуры для дистанционного обнаружения оптических приборов. – Режим доступа: <http://www.licexpo.ru/2002/news/publications/494.stm>
6. Тимофеев О.П. Энергетический расчет измерительных оптико-электронных систем с лазерами. – Л.: ЛИТМО, 1986 г. – 56 с.
7. Коротяев В.В., Мусяков В.Л. Энергетический расчет ОЭП. Учебное пособие. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2006.
8. Ермаков Б.А. Оптико-электронные приборы с лазерами. – Л.: ГОИ, 1982. – 200 с.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТОДОМ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ АЛГОРИТМА В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ РЕПЕРНЫХ МЕТОК

Д.В. Жуков, А.В. Пантюшин, М.Г. Серикова
Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. А.Н. Тимофеев

В работе приводится описание методики улучшения точностных характеристик оптико-электронной системы считывания реперных меток для контроля пространственного положения железнодорожного пути. Алгоритм расчета значений дистанции и смещений основан на нахождении координат изображений метки. Описываемая в статье методика предполагает поиск оптимальных параметров алгоритма, который осуществляется путем минимизация суммарной погрешности по методу наименьших квадратов с использованием алгоритма Левенберга-Маркардта. Представлены результаты экспериментальных исследований на динамическом стенде в лабораторных условиях.

Введение

На сегодняшний день при ремонте и обслуживании железнодорожного пути используются современные высокопроизводительные машины. Их работа неэффективна без наличия высокоточных сведений о положении обслуживаемого участка пути. Для получения такого рода информации используются оптико-электронные системы (ОЭС) контроля пространственного положения объектов.

Неоспоримыми преимуществами для подобных измерений обладают стереоскопические ОЭС [1]. Однако сложная пространственная структура систем подобного класса характеризуется большим количеством внутренних параметров, значения которых определяются на этапе конструкторской разработки. Точное задание этих параметров невозможно без использования дорогостоящих и трудоемких методов юстировки, что приводит к увеличению стоимости всей системы в целом. При создании подобных систем нет необходимости в точной реализации проектных значений, достаточно знать только реальные физические значения параметров. Поэтому целесообразно выполнять алгоритмическую корректировку параметров в собранной системе посредством их численной оптимизации.

Представителем класса измерительных стереоскопических ОЭС является ОЭС считывания реперных меток для контроля пространственного положения железнодорожного пути или ОЭС контроля положения реперных меток (далее ОЭСКПРМ) [2]. Рассмотрение методики производится на примере данной системы.

Описание схемы

ОЭСКПРМ (рис. 1) представляет собой активную оптико-электронную систему, в основе которой лежит схема внутрибазового дальномера. Система предполагает работу с активными марками, привязанными к абсолютной геодезической сети. ОЭСКПРМ состоит из двух камер высокого разрешения на основе КМОП-матриц 2 и 4 и датчика обнаружения меток 3. Датчик обнаружения представляет собой полупроводниковый лазерный диод, и фотоприемник, объединенные в один корпус. В случае обнаружения фотоприемником сигнала с лазера датчик сообщает о появлении метки 5 в поле зрения системы.

Марка представляет собой отражатель с полупроводниковым излучающим диодом 6 (далее ПИД) и устанавливается на опоры контактной сети.

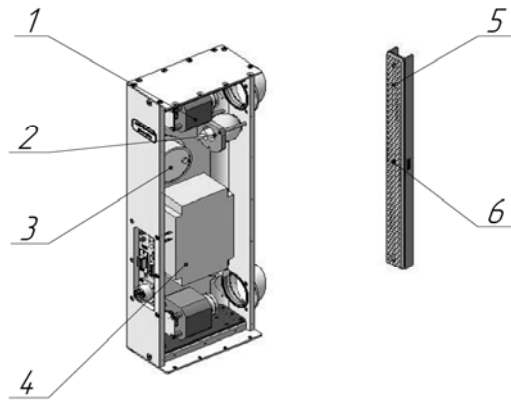


Рис. 1. Схема ОЭСКПРМ

Методика оптимизации

Процедуру оптимизации параметров системы можно разделить на несколько этапов:

1. определение функции преобразования системы;
2. определение проектных значений параметров функции преобразования системы;
3. определение предельных отклонений параметров от проектных значений;
4. накопление экспериментальной статистики с априорно известными значениями измеряемых величин;
5. определение функции от разности априорных и апостериорных значений, характеризующей ошибку измерения;
6. минимизация суммарного значения для множества полученных значений разности путем перебора параметров.

Рассмотрим применение описанной методики на примере ОЭСКПРМ.

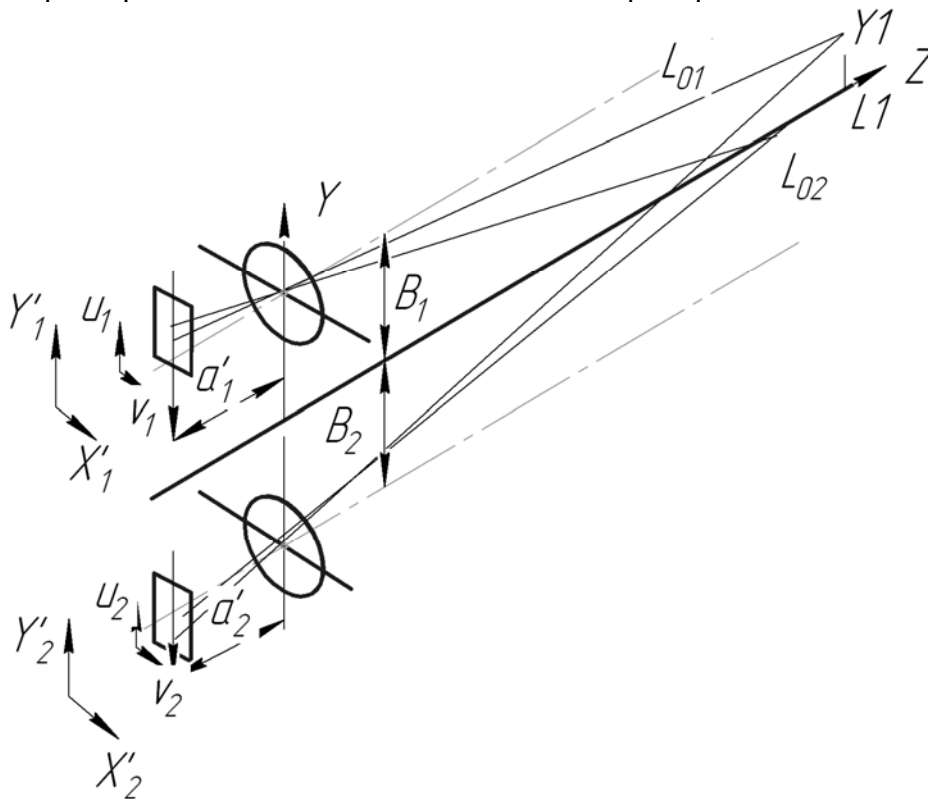


Рис. 2. Схема работы ОЭСКПРМ

В оптико-электронной системе контроля положения реперных меток камеры (рис. 2) разнесены в пространстве на расстояние, равное величине базы $B = B_1 + B_2$, и их оптические оси составляют углы α_1 и α_2 с осью Oz приборной системы координат. Оптические оси объективов верхней и нижней камер проходят через точки (u_{01}, v_{01}) и (u_{02}, v_{02}) на поверхностях матриц M_1 и M_2 соответственно. Кроме того, оси матричных приемников образуют углы β_1 и β_2 с соответствующими осями приборной системы координат. Фоточувствительные поверхности матриц расположены на расстояниях a_1 и a_2 от задней узловой точки объектива.

Измерение происходит по команде с индикатора опор. В этот момент блоком управления вырабатывается сигнал захвата кадров. Блоком обработки совместно анализируются два изображения активной реперной метки, полученные с двух камер. При этом стоит отметить, что для определения дистанции до метки и смещения в вертикальной плоскости достаточно знать только координаты u_1 и u_2 изображений по осям O_1u_1 O_2u_2 матриц. По этим координатам вычисляются величины \tilde{L} и \tilde{S} :

$$\tilde{L} = \frac{B_1 + B_2}{\frac{B_2}{L_{02}} - \frac{y_2}{a_2} + \frac{B_1}{L_{01}} - \frac{y_1}{a_1}}, \quad (1)$$

$$\tilde{S} = \frac{B_1 \left(\frac{B_2}{L_{02}} - \frac{y_2}{a_2} \right) + B_2 \left(\frac{B_1}{L_{01}} - \frac{y_1}{a_1} \right)}{\frac{B_2}{L_{02}} - \frac{y_2}{a_2} + \frac{B_1}{L_{01}} - \frac{y_1}{a_1}}, \quad (2)$$

где

$$y_1 = \frac{1}{\frac{1}{y_{11} \cos \alpha_1} + \frac{\sin \alpha_1}{a_1 \cos \alpha_1}}, \quad (3)$$

$$y_2 = \frac{1}{\frac{1}{y_{21} \cos \alpha_2} + \frac{\sin \alpha_2}{a_2 \cos \alpha_2}}, \quad (4)$$

$$y_{11} = \frac{\left[y_{12} - d \left(1 - \frac{1}{n} \right) \frac{B_1}{L_{01}} \right]}{1 - d \left(1 - \frac{1}{n} \right) \frac{d}{a_1}}, \quad (5)$$

$$y_{21} = \frac{\left[y_{22} - d \left(1 - \frac{1}{n} \right) \frac{B_2}{L_{02}} \right]}{1 - d \left(1 - \frac{1}{n} \right) \frac{d}{a_2}}, \quad (6)$$

$$y_{12} = y_{13} + tg \gamma_1 (v_1 - v_{01}), \quad (7)$$

$$y_{22} = y_{23} + tg \gamma_2 (v_2 - v_{02}), \quad (8)$$

$$y_{13} = k(u_1 - u_{01}), \quad (9)$$

$$y_{23} = k(u_2 - u_{02}) \quad (10)$$

– поправки на углы заклона камер (3, 4), толщину защитных стекл (5, 6), крен матриц (7, 8) и учет масштаба пикселей с координатами нулей на камерах (9, 10).

Таким образом, функцию преобразования можно представить как

$$[\tilde{L} \tilde{S}]^T = f(u_1, v_1, u_2, v_2, \mathbf{p}),$$

где \mathbf{p} – вектор параметров

$$\mathbf{p} = [u_{01} \ v_{01} \ u_{02} \ v_{02} \ \alpha_1 \ \alpha_2 \ \gamma_1 \ \gamma_2 \ a_1 \ a_2 \ B_1 \ B_2 \ L_{01} \ L_{02} \ n \ d \ k]^T.$$

Проектные значения параметров описываемой системы приведены в табл. 1.

Название параметра	Обозначение	Проектное значение	Отклонение	Значение после оптимизации
База верхнего канала	B_1	150 мм	5 мм	154,10
База нижнего канала	B_2	150 мм	5 мм	149,13
Расстояние от задней узловой точки объектива до поверхности матрицы	a_1	35 мм	1 мм	35,67
Расстояние от задней узловой точки объектива до поверхности матрицы	a_2	35 мм	1 мм	35,99
Угол между оптической осью камеры 1 и осью OZ приборной системы координат	α_1	1,5°	5°	4,233°
Угол между оптической осью камеры 2 и осью OZ приборной системы координат	α_2	-1,5°	5°	1,991°
Координата нуля по оси OY в верхнем канале	u_{01}	640 пкс	300	918,78 пкс
Координата нуля по оси OY в нижнем канале	u_{02}	640 пкс	300	358,52 пкс
Координата нуля по оси OX в верхнем канале	v_{01}	100 пкс	0	100 пкс
Координата нуля по оси OX в нижнем канале	v_{02}	100 пкс	0	100 пкс
Крен верхнего канала	γ_1	0	0,5	$-5 \cdot 10^{-3}$
Крен нижнего канала	γ_2	0	0,5	$5 \cdot 10^{-3}$
Размер пикселя по OY	k	$5 \cdot 10^{-6}$	$0,1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Показатель преломления защитного стекла	n	1,5	0,05	1,517
Толщина защитного стекла	d	0,55	0,01	0,55

Таблица 1. Внутренние параметры ОЭСКПРМ

Экспериментальные результаты

Для накопления статистики с априорно известными значениями L и S была проведена серия экспериментов в лабораторных условиях на динамическом стенде (рис. 3). Испытуемая ОЭСКПРМ 1 закреплялась на оптической скамье 3 так, что в плоскостях OX и OY приборной системы координат она оставалась неподвижной, а в плоскости OZ могла перемещаться вдоль скамьи, причем диапазон перемещения составлял от

2000 до 5000 мм. Система устанавливалась таким образом, что ее базовое направление было параллельно оптической скамье. Реперная марка 2 закреплялась на специальной направляющей 4.

В результате проведения серий экспериментов при изменении дистанции от 2000 до 5000 мм и смещения в диапазоне от 40 мм до 120 мм с шагом 60 мм была получена требуемая статистика.

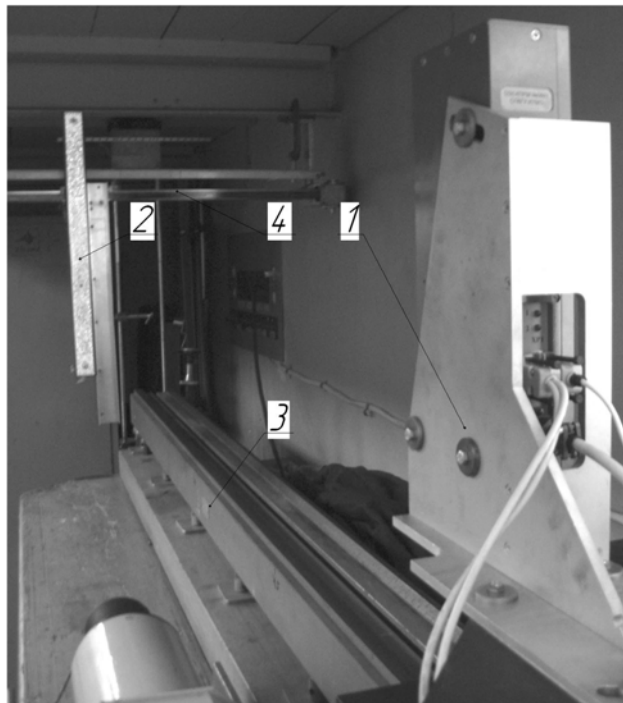


Рис. 3. Стенд для динамических испытаний

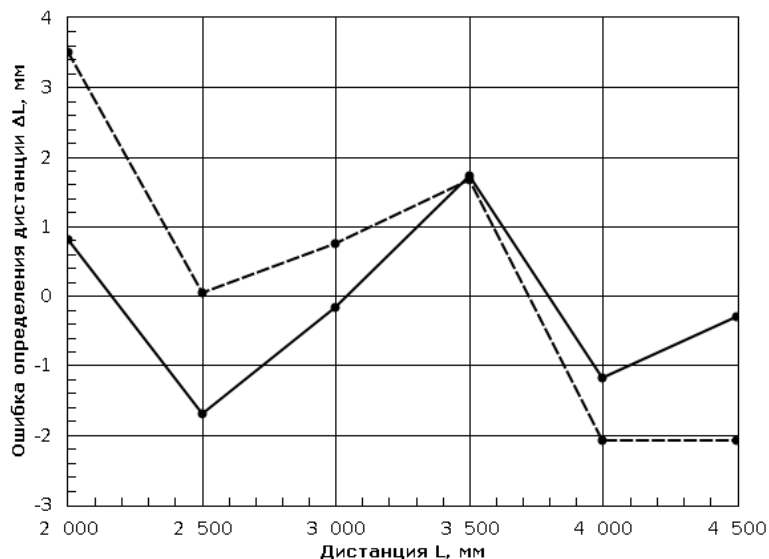


Рис. 4. Зависимость величины ошибки от дистанции при $S=0$ мм: пунктирная линия – до оптимизации, сплошная – после оптимизации

Функция от разности априорных и апостериорных значений, характеризующая ошибку измерения, определяется как евклидова метрика над множествами векторов $[\tilde{L} \ \tilde{S}]^T$ и $[L \ S]^T$:

$$R = \sqrt{(\tilde{L} - L)^2 + (\tilde{S} - S)^2} .$$

Минимизируем суммарную ошибку измерения для множества полученных значений путем поиска локального минимума по алгоритму Левенберга-Маркардта в среде Matlab. В результате вычислений были получены следующие результаты:

1. исчезли грубые ошибки в определении дистанции и смещения (рис. 4);
2. максимальная ошибка определения смещения уменьшилась с 1,5 мм до 0,4 мм;
3. средняя ошибка определения дистанции с 2,2 мм снизилась до 1,3 мм.

Заключение

Описанная методика улучшения точностных характеристик оптико-электронной системы считывания реперных меток для контроля пространственного положения железнодорожного пути позволяет без применения трудоемких методов юстировки обеспечивать высокую точность измерений. Для рассматриваемой системы оптимизация позволила устранить грубые ошибки определения дистанции и смещения. Максимальная ошибка определения смещения уменьшилась до 0,4 мм. Средняя ошибка определения дистанции снизилась до 1,3 мм.

Литература

1. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. – М.–Л.: Машиностроение, 1966. – 564 с.
2. Алеев А.М., Араканцев К.Г. Экспериментальная оценка систематических погрешностей измерения смещений внутрибазной оптико-электронной системой контроля положения железнодорожного пути. // Труды пятой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007». Санкт-Петербург, 15–19 октября 2007. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. – С. 230–231.
3. Актуальные проблемы выправки и приемки пути после ремонта / А.Я. Коган, К.Б. Ершова, В.В. Петуховский и др.// Путь и путевое хозяйство. – 2007. – № 5. – С. 7–9.
4. Проектирование оптико-электронных приборов / Парвалюсов Ю.Б., Радионов С.А., Солдатов В.А. и др.; Под ред. Якушенкова Ю.Г. – М.: Логос, 2004. – 488 с.

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОПЕРЕЧНЫХ НАВОДОК

Е.В. Смирнова

Научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев

В работе приводится описание экспериментального стенда для исследования чувствительности поперечных наводок. Показаны функциональная и структурная схемы установки и закон ее функционирования. Излагается перечень юстировочных операций, предусмотренных в конструкции данного стенда.

Введение

В основу функционирования многих оптических приборов (теодолитов, автоколлиматоров, измерительных микроскопов) 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:

- 1) видов совмещаемых марок,
- 2) типа светофильтров,
- 3) освещенности экрана,
- 4) контраста изображения,
- 5) аберраций оптической системы,
- 6) психофизических данных оператора.

Точность поперечных наводок характеризуется погрешностью расположения изображения объекта с совмещаемой маркой.

Экспериментальный стенд

Для проведения исследований была разработана установка, функциональная схема которой приведена на рис. 1. Экспериментальный стенд предназначен для исследования погрешности совмещаемых марок на экране проекционной установки от факторов различной природы.

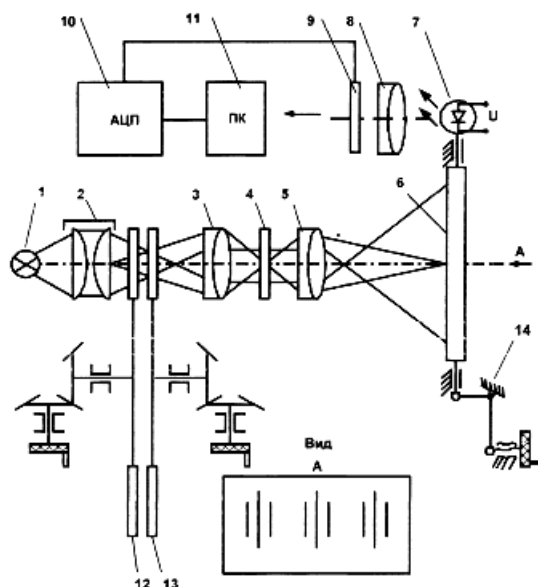


Рис. 1. Функциональная схема установки

Световой поток от источника света 1, проходя через систему освещения по Келеру 2–3, освещает сетку с маркой 4 (в виде трех 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-цифрового преобразователя 10. Дополнительно для проведения необходимых исследований возможно введение в ход лучей светофильтров 12–13.

Чувствительностью поперечной и продольной наводок (порогом чувствительности) называют то минимальное угловое или линейное смещение изображения, которое может быть замечено оператором. Методика исследования чувствительности 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". В данном случае рассматривается случай совмещения с биштрихом. Цель оператора – совместить штрих с биштрихом, т.е. расположить его непосредственно по центру бисектора. В зависимости от того, исследования каких влияющих факторов проводятся на данном стенде, оператору приходится наводиться на центральный либо крайние штрихи. Для этого необходимо перемещать экран при помощи винто-рычажного привода.

Структурная схема стенда для исследования чувствительности поперечных наводок представлена на рис. 2.

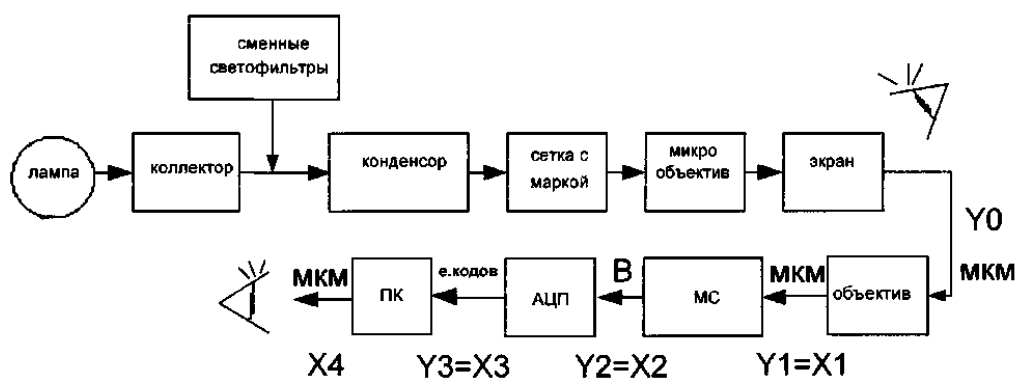


Рис. 2. Структурная схема установки:

ПК – персональный компьютер; АЦП – аналого-цифровой преобразователь;
МС – позиционно-чувствительный приемник «Мультискан»

Для разработки закона функционирования прибора в целом необходимо выяснить законы функционирования каждого элемента схемы, участвующего в формировании сигнала. Это объектив, необходимый для проецирования пятна светодиода на светочувствительную площадку «Мультискана», разработанный РАН, фотоприемник «Мультискан», позволяющий регистрировать положение падающего на него светового пятна, аналого-цифровой преобразователь и персональный компьютер.

1. Объектив, необходимый для проецирования пятна светодиода на светочувствительную площадку «Мультискана»: y_0 – смещение штриха при помощи винто-рычажного механизма (сдвиг светодиода, жестко соединенного с экраном проекционной установ-

ки), мм; x_1 – смещение светового пятна на мультискане, мм. Таким образом, закон функционирования данного элемента схемы: $y_1 = \frac{1}{\beta_{об}} \cdot x_1$.

2. Позиционно-чувствительный приемник «Мультискан». Фоточувствительными элементами фотоприемника являются кремниевые фотодиодные структуры, опрос которых производится за счет перемещения вдоль структуры эквипотенциальной линии электрического поля. Величина аналогового сигнала (напряжение V), снимаемого с приемника, связана с перемещением X изображения, опорным напряжением U_0 и длиной L_0 светочувствительной площадки приемника следующей зависимостью:

$$V = \frac{U_0}{L_0} \cdot X. \text{ Закон функционирования данного элемента схемы: } y_2 = \frac{L}{U_{0МС}} \cdot x_2.$$

3. Аналого-цифровой преобразователь. Закон функционирования АЦП: $y_3 = \frac{U_{0АЦП}}{2^n} \cdot x_3$, где n – число разрядов АЦП; $U_{0АЦП}$ – опорное напряжение, подаваемое на АЦП.

4. Персональный компьютер. Закон функционирования: $y_4 = \frac{1}{A_{ПК}} \cdot x_4$, где $A_{ПК}$ – цена единицы кодов.

Закон функционирования экспериментальной установки выглядит следующим образом: $y_0 = \frac{1}{\beta_{об}} \cdot \frac{L}{U_{0МС}} \cdot \frac{U_{0АЦП}}{2^n} \cdot \frac{1}{A_{ПК}} \cdot x_4$. Основное условие выбора схемных параметров:

$$\frac{1}{\beta_{об}} \cdot \frac{L}{U_{0МС}} \cdot \frac{U_{0АЦП}}{2^n} \cdot \frac{1}{A_{ПК}} = 1.$$

Конструкция данного прибора предусматривает следующие юстировочные операции для приведения изображения в поле зрения на экране проекционной установки.

1. Грубая фокусировка (рис. 3) проекционного микрообъектива (1). Осуществляется подвижкой стойки с микрообъективом (2) вдоль оптической оси. Для этого необходимо снять кожух, ослабить винт (3) в основании прибора, тем самым, освободив основание стойки (2), и подвинуть стойку рукой, после чего затянуть ослабленный винт (3).

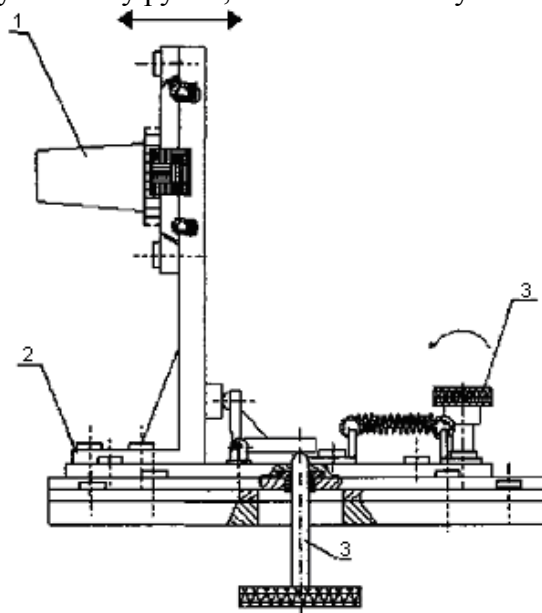


Рис. 3. Грубая фокусировка проекционного микрообъектива

2. Точная фокусировка (рис. 4) проекционного микрообъектива (1). Осуществляется вращением винта (2), расположенного снизу прибора. При вращении винта (2) по-

ворачивается рычаг (3), который, в свою очередь, толкает стойку (4), тем самым перемещая ее в бобовидных пазах. Возратно-поступательные движения стойки (4) осуществляются пружинами (5). (При повороте винта на один оборот стойка перемещается на 0,25 мм).

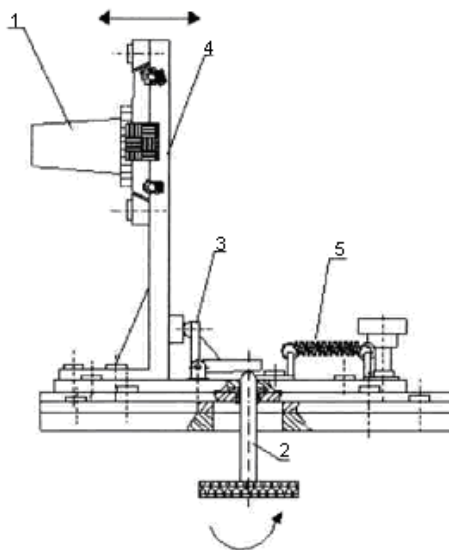


Рис. 4. Точная фокусировка проекционного микрообъектива

3. Точная юстировка сетки (рис. 5). Осуществляется вращением микрометрических винтов (1) на стойке с сеткой (2).

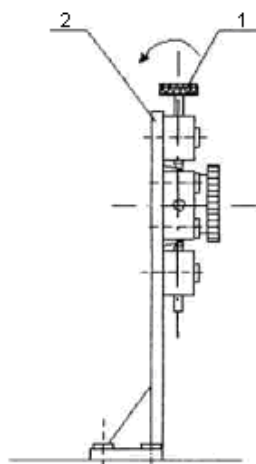


Рис. 5. Точная юстировка сетки

Таким образом, при помощи данных юстировочных подвижек оператор совмещает изображение с маркой на матовом экране проекционной установки.

Заключение

В работе приведено краткое описание экспериментального стенда для исследования чувствительности поперечных наводок. Указаны функциональная и структурная схемы, закон функционирования устройства, методика исследования чувствительности наводок, описание юстировочных операций, предусмотренных в конструкции экспериментального стенда.

Литература

1. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1985. – 248 с.

УСТРОЙСТВО КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА МИКРООБЪЕКТИВОВ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИИ РАССЕЙЯНИЯ ТОЧКИ

В.А. Тимофеев

Научный руководитель – д.т.н., профессор С.М. Латыев

В работе описана схема установки контроля качества микрообъективов по дифракционному изображению точки с приемником ПЗС, обосновано применение в приборе функции рассеяния точки, представлены полученные фотографии и распределение интенсивности.

Введение

Микроскоп – это оптический прибор, предназначенный для наблюдения мельчайших предметов (препаратов или объектов). Объектив, являясь основной и наиболее ответственной частью микроскопа, представляет собой сложную оптическую систему, дающую увеличенное изображение предмета. В силу этого при производстве микрообъектива предъявляются жесткие требования к качеству изображения, создаваемого им. На практике процесс выявления и устранения технологических ошибок изготовления микрообъективов достаточно трудоемок [2]. Для уменьшения только сферической аберрации сборщику необходимо 3–4 раза полностью разобрать объектив, подрезать кольцо и снова собрать его. Уровень развития современной вычислительной техники и приемников излучения позволяет создать установку, которая значительно ускорит и удешевит процесс сборки микрообъективов. Одним из таких приборов является лазерный телевизионно-компьютерный изофотометр ФРТ [1], созданный в СПбГУ ИТМО. Использование ПЗС-матрицы вместо видикона и более совершенной электроники, посредством которой изображение точки в виде графического файла передается в вычислительную машину, рассчитывающую необходимую толщину прокладного кольца, сокращает количество циклов сборки-разборки объектива до одного раза.

Таким образом, применение подобной системы в производстве микрообъективов позволяет ускорить их конечную сборку и, как следствие, снизить их себестоимость. Создание такой системы контроля требует следующего:

1. создание установки,
2. проведение исследований,
3. написание программы (soft).

Физическая основа работы

Приступая к разработке прибора, необходимо определиться с терминами, понятиями, а также способами реализации поставленной задачи.

Под качеством продукции понимают совокупность свойств, относящихся к ее способности удовлетворять потребности в соответствии с ее назначением. Основной задачей микрообъектива как дифракционно-ограниченной системы является получение увеличенного изображения исследуемого объекта. Структура и форма светового поля в пространстве изображений подобна структуре и форме предмета, однако оптическая система вносит в эту структуру свои изменения, оценка которых есть оценка качества изображения. При этом присутствие искажений (аббераций), заметных глазу, недопустимо. Таким образом, оценка качества объектива напрямую связана с анализом изображения, построенного им. Теоретически существует несколько критериев качества оптической системы. К ним относятся:

- разрешающая способность,
- функция рассеяния точки,
- частотно-контрастная характеристика.

На практике, особенно в условиях крупносерийного производства, характеризовать качество системы функциональной зависимостью неудобно и трудоемко. Здесь для оценки системы часто пользуются одним числом. Это число получают путем анализа выбранной характеристики качества изображения или непосредственно из изображения выбранного тест-объекта.

Среди прочих первичной характеристикой качества оптической системы служит *функция рассеяния точки*. Она является однозначной интегральной характеристикой, учитывающей не только все особенности общей волновой поверхности, сформированной системой, но также и микрорельеф оптических поверхностей, блики, возникающие в оптической системе, изменение пропускания на зрачке, сдвиги изображения, появляющиеся при колебании прибора. Функция рассеяния точки позволяет в осредненной и мгновенной форме учитывать флюктуации воздушного тракта, непрерывно изменяющиеся во времени по сложному случайному закону. ФРТ дает возможность надежно аттестовать качество изображения системы с несколькими зрачками и систем, работающих в частично когерентном свете при изменяющейся степени когерентности. Будучи первичной характеристикой качества изображения, ФРТ позволяет перейти к другим характеристикам качества изображения таким, как ЧКХ, критерий Штреля, функция концентрации энергии и др. Таким образом, первой и основной задачей при исследовании качества изображения оптической системы является получение функции рассеяния точки [1].

Применительно к микрообъективам ФРТ позволяет выявить остаточные aberrации и, как следствие, недоработанные компоненты. В безаберрационной системе ФРТ состоит из центрального максимума, в котором содержится 83% всей энергии и побочных максимумов, имеющих форму кольца (см. рис. 1).

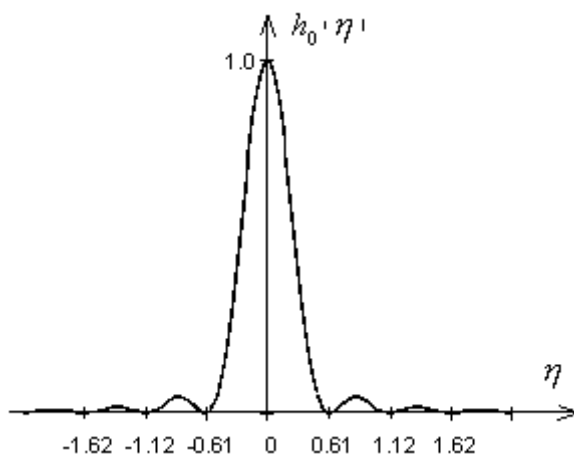


Рис. 1. Функция рассеяния точки

Центральный максимум называют кружком Эри. Его диаметр в реальных координатах на изображении составляет:

$$D = \frac{1,22\lambda}{A'} , \quad (1)$$

где A' – апертура осевого пучка в пространстве изображений.

Влияние малых aberrаций на ФРТ проявляется в перераспределении энергии, т.е. увеличивается интенсивность побочных максимумов при сокращении интенсивности кружка Эри. При этом дифракционная картина сохраняется (см. рис. 2).

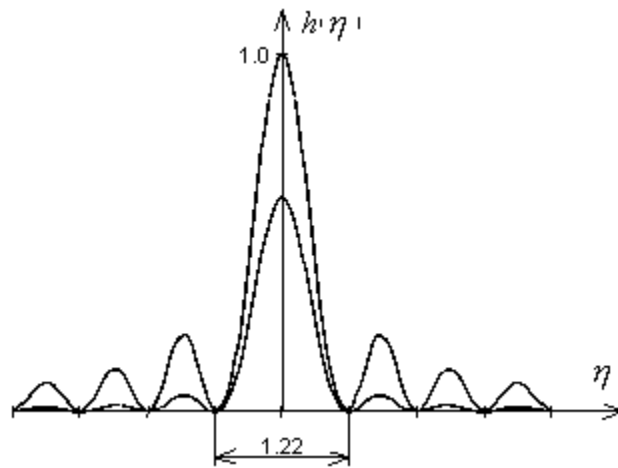


Рис. 2. ФРТ в условиях aberrаций

Аберрации разных типов по-разному влияют на вид пятна рассеяния (картину Эри). В случае симметричных aberrаций (расфокусировка, сферическая) сохраняется радиальная симметрия пятна (рис. 3, а). В случае несимметричных aberrаций (кома, астигматизм) симметрия пятна нарушается (рис. 3, б, в) [3].

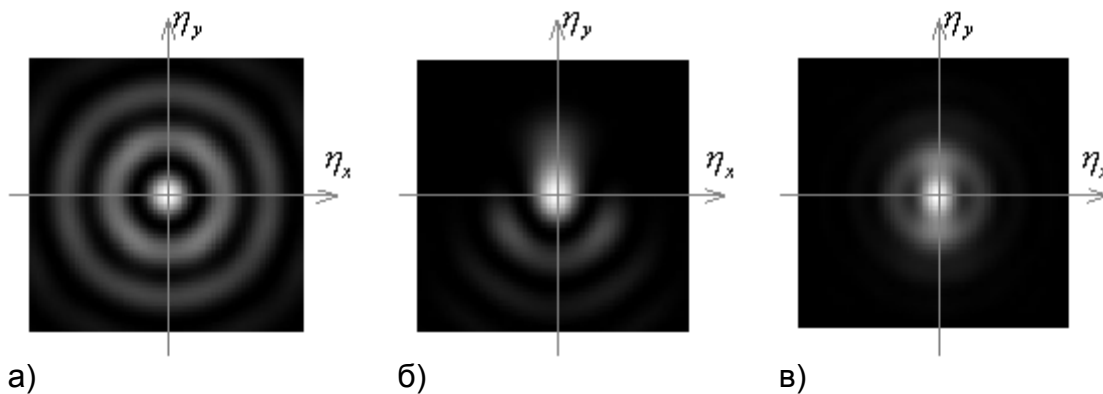


Рис. 3. Виды aberrаций а) расфокусировка; б) кома; в) астигматизм

Дальнейшее увеличение aberrаций ведет к трансформации дифракционного изображения в пятно рассеяния.

Оптическая схема установки

Оптическая схема установки для исследования представлена на рис. 4. Исследуемый объектив 2 строит изображение светящейся точки 1 в плоскости полевой диафрагмы 6, которое затем проецируется оптической системой 3 на ПЗС-матрицу 4. Далее изображение выводится на монитор 5. Использование вспомогательной оптической системы с необходимым увеличением позволяет исследовать любой микрообъектив с увеличением $V_{об.иссл}$ от 3^{\times} и более. Общее увеличение системы $V_{общ}$ при электронном увеличении $V_{эл}$ 50^{\times} составляет 9000^{\times} и более:

$$V_{общ} = V_{об.иссл} \times V_{вспом} \times V_{эл} = 3 \times 60 \times 50 = 9000^{\times}, \quad (2)$$

где $V_{вспом}$ – увеличение вспомогательной оптической системы.

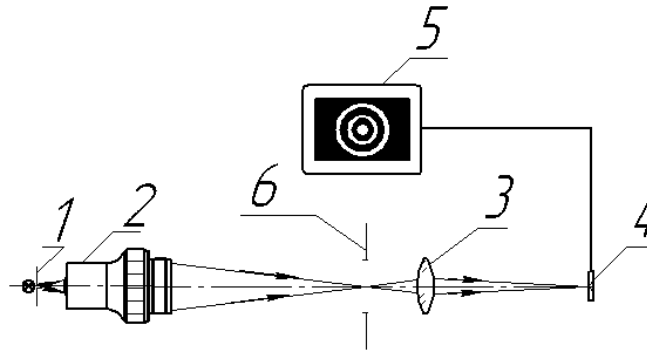


Рис. 4. Оптическая схема установки

Конструктивно в качестве вспомогательного увеличения возможно использование следующей оптики.

1. Связка окуляра микроскопа и объектива. Общее увеличение системы:

$$V_{\text{вспом}} = -\frac{f'_{об}}{f'_{ок}}, \quad (3)$$

где $f'_{об}$ – фокусное расстояние используемого объектива, $f'_{ок}$ – фокусное расстояние используемого окуляра [4].

2. Окуляр микроскопа, выдвинутый на расстояние z из тубуса. Общее увеличение системы:

$$V_{\text{вспом}} = \frac{f_{ок}}{z}, \quad (4)$$

где $f_{ок}$ – фокусное расстояние используемого окуляра, z – величина выдвижения окуляра из тубуса [4].

3. Фотообъектив. Общее увеличение системы:

$$V_{\text{вспом}} = \frac{f'_{об}}{z}, \quad (5)$$

где $f'_{об}$ – фокусное расстояние используемого объектива, z – расстояние от переднего фокуса объектива до рассматриваемого изображения [4].

4. Микрообъектив. Общее увеличение системы:

$$V = \beta_{об}, \quad (6)$$

где $\beta_{об}$ – увеличение вспомогательного объектива.

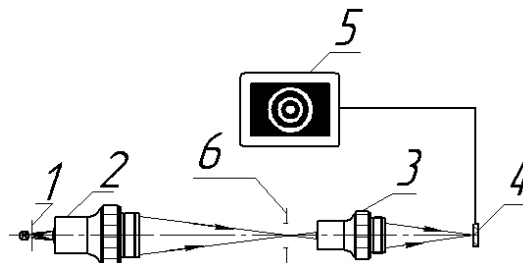


Рис. 5. Оптическая схема установки на основе микрообъектива

Проведенный анализ оптики позволяет строить прибор на основе измерительного биологического микроскопа, в котором окуляр заменяется микрофотонасадкой. При этом объектив, подлежащий аттестации, работает в расчетном ходе лучей, что благоприятно сказывается на достоверности полученных данных. Кроме того, использование

механизмов наводки на изображение, примененных в микроскопе, облегчает расчет прибора. Схема представлена на рис. 5. Исследуемый объектив 2 строит изображение светящейся точки 1 в плоскость полевой диафрагмы 6, которое затем проецируется вспомогательным микрообъективом 3 на ПЗС-матрицу 4. Далее изображение выводится на монитор 5.

Результаты исследований

В ходе работы предполагается исследование микрообъективов различных увеличений и апертур, а также их компонентов. Основной задачей является выявление зависимостей величины aberrаций от геометрических и оптических характеристик отдельных оправ, колец и линз соответственно. При положительном результате будет разработана конструкция устройства и методика, ускоряющие сборку объективов.

Примеры фотографий дифракционной картины для бракованного и исправленного микрообъективов представлены на рис. 6, 7 соответственно.

Объектив $40\times$ обладает комой, в котором преднамеренно децентрирована вторая линза. Полученные фотографии и пространственное распределение интенсивности, построенное в среде MathCad, указаны на рис. 6.

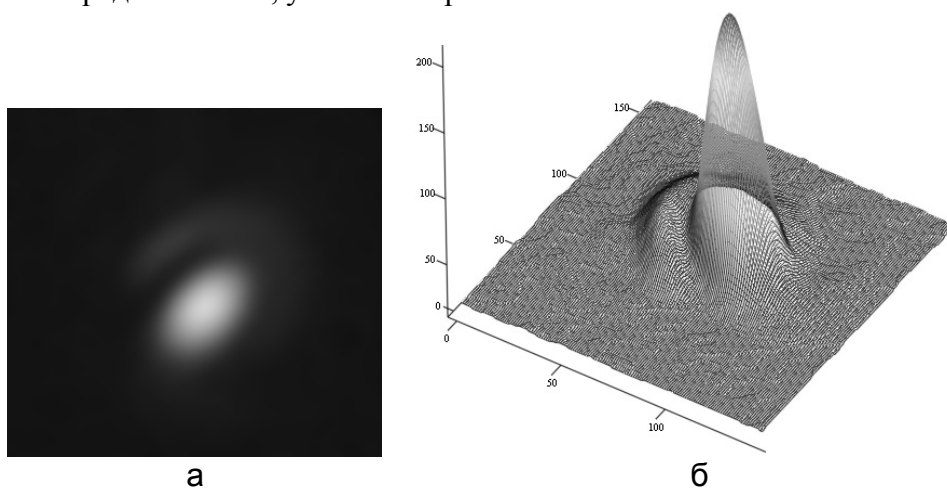


Рис. 6. а – фотография точки объектива с комой;
б – пространственное распределение интенсивности

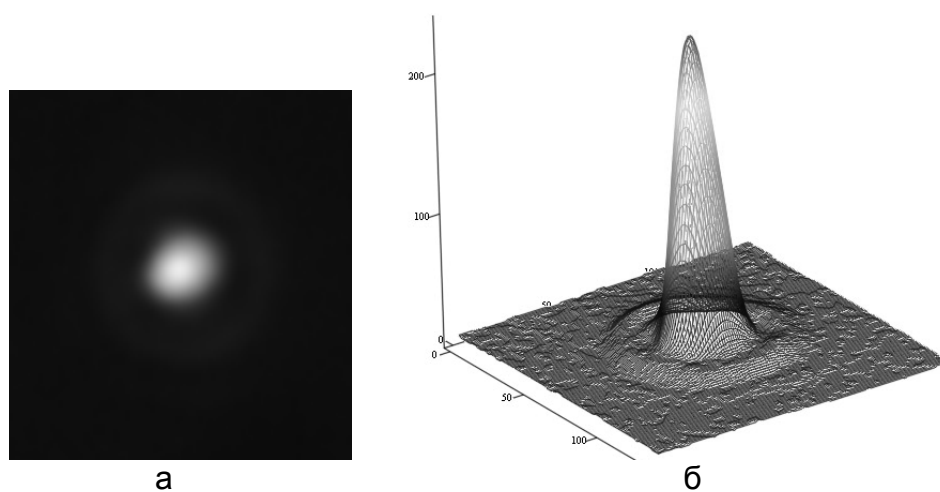


Рис. 7. а – фотография точки исправленного объектива;
б – пространственное распределение интенсивности

В качестве исправленного объектива применяется микрообъектив 20[×]. Полученное дифракционное изображение и распределение интенсивности представлены на рис. 7.

Заключение

Результатом проведенной работы явилась разработанная конструкция устройства для контроля качества микрообъектива. Практические исследования показали возможность контроля данным способом производимых объективов. Основной проблемой является большой уровень шумов, что резко снижает точность. В этом направлении необходима дальнейшая работа.

Литература

1. Кирилловский В.К. Контроль качества объективов: Учеб. пособие. – Л.: ЛИТМО, 1984. – 70 с.
2. Латыев С.М., Егоров Г.В., Каракулев Ю.А., Тимошук И.Н. Конструирование деталей и сборочных единиц опико-электронных приборов: Учеб. пособие. – Ч. 2. – СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2003. – 125 с.
3. Родионов С.А., Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В. Конспект лекций по курсу «Основы оптики»: Учеб. пособие. – СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. – 130с.
4. Скворцов Г.Е., Панов В.А., Поляков Н.И., Федин Л.А. Микроскопы. – Л.: Машиностроение, 1969. – 512 с.

СХЕМОТЕХНИКА СПЕКТРОРЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

И.А. Виноградов, Д.В. Шпаков, А.В. Мамцев
Научный руководитель – д.т.н., профессор Р.К. Мамедов

Настоящая статья посвящена проблемам диагностики и зондирования биологических тканей в состоянии *in vivo* методом спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Для практической реализации метода произведен расчет элемента НПВО и предложена оптическая схема установки.

Введение

Прогресс в современной медицине невозможен без создания медицинских технологий, использующих новейшие результаты фундаментальных исследований в пограничных областях физики, химии и биологии. Достижения последних лет, полученные на стыке этих наук, создают мощный потенциал для развития медицинской техники. В результате этого процесса не только усовершенствуются или становятся более дешевыми и, следовательно, более доступными для массового применения традиционные технологии и оборудование, но и возникают принципиально новые методы медицинской диагностики и зондирования.

Исследование биотканей и биожидкостей является наиважнейшей областью медицинской практики. На основе полученных данных можно разработать методики, которые позволят идентифицировать заболевания и патологии для постановки точного диагноза.

Применение метода НПВО для исследования биотканей

Современная наука предоставляет огромный выбор средств и методов исследования биологических тканей, и у каждого есть свои неоспоримые достоинства и недостатки. Практика показала, что для получения информации о составе и структуре ткани максимально эффективными являются спектральные методы исследования и, в частности, методы ИК-спектроскопии пропускания, диффузного отражения и метод НПВО.

Положение полос поглощения в ИК-области совпадает с частотами собственных или нормальных колебаний молекул. Специфичность ИК-спектров, определяющая перспективность их использования для анализа биологических тканей состоит в том, что поглощение излучения зависит не только от всей молекулы в целом, но и от наличия в ней определенных групп атомов и даже отдельных связей между ними [1].

Для исследования биотканей в состоянии *in vivo* наиболее целесообразно использовать методы НПВО, позволяющие получать спектрорефрактометрическую информацию об оптических постоянных сильнопоглощающих веществ без предварительной подготовки. Выбор аналитического метода осуществлялся исходя из специфики строения объектов биологического происхождения и их оптических свойств. Основными критериями, определяющими выбор, являлись возможность его использования для исследования сильно неоднородных дисперсных объектов, обладающих поглощением $\alpha_2(\nu) = 0,05 - 1,0$. Рабочий спектральный диапазон – средняя ИК-область, где аналитические полосы поглощения компонентов являются наиболее интенсивными. Кроме того, для этой области спектра хорошо известны полосы поглощения, которые могут быть свойственны компонентам биологического происхождения.

Суть метода состоит в том, что луч света падает из оптически более плотной прозрачной среды в исследуемом диапазоне в оптически менее плотную поглощающую среду под углом больше критического [2].

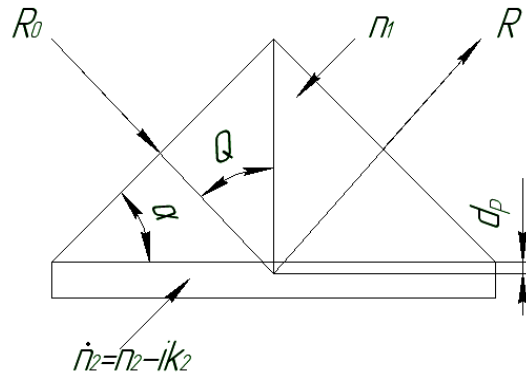


Рис. 1. Схема реализации метода НПВО

При этом поток излучения проникает на глубину d_p в исследуемую поглощающую среду с комплексным показателем преломления

$$\overline{n_2} = n_2(1 - i\alpha), \quad (1)$$

где α – коэффициент поглощения менее плотной среды. Среду n_1 принято называть элементом НПВО. Глубина проникновения света в оптически менее плотную среду определяется как расстояние от границы раздела, на которую амплитуда электрических колебаний световой волны уменьшается в e раз.

$$d_p = \frac{\lambda_1}{2\pi(\sin^2 Q - n_{21}^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

Для фиксированного угла падения глубина проникновения d_p тем больше, чем ближе значение показателей преломления сред [3].

Отражение света в условиях НПВО с учетом поглощения описывается формулами Френеля, из которых по соответствующим программам рассчитываются значение оптических постоянных – дисперсия показателя преломления $n(\lambda)$ и поглощения $\alpha(\lambda)$:

$$R_S = \left| \frac{n_1 \cos Q - (\overline{n_2}^2 - n_1^2 \sin^2 Q)^{1/2}}{n_1 \cos Q + (\overline{n_2}^2 - n_1^2 \sin^2 Q)^{1/2}} \right|^2. \quad (3)$$

$$R_P = \left| \frac{\overline{n_2}^2 \cos Q - n_1^2 (\overline{n_2}^2 - n_1^2 \sin^2 Q)^{1/2}}{\overline{n_2}^2 \cos Q + n_1^2 (\overline{n_2}^2 - n_1^2 \sin^2 Q)^{1/2}} \right|^2. \quad (4)$$

В предложенной нами схеме, основанной на методе спектроскопии НПВО, элемент МНПВО предлагается выполнить в виде оптической иглы, которая при исследовании проникает в биологические ткани. Данная игла обладает следующими основными характеристиками: оптимальное число отражений, угол падения светового потока на границу раздела, размер элемента и его форма.

Оптическая игла является основной частью приставки, которая должна функционировать в составе серийного Фурье спектрофотометра RS-88. Оптическая схема приведена на рис. 2. Приставка помещается в кюветную камеру и должна согласовываться с оптической схемой прибора и обеспечивать прямое преобразование светового потока до встречи с объектом исследования и обратное преобразование – восстановление геометрической структуры пучка света.

С целью реализации наилучшей чувствительности спектроскопических измерений методом НПВО в первую очередь необходимо осуществить расчет геометрических параметров элемента МНПВО, обеспечивающего оптимальное число отражений. Для решения поставленной задачи необходимо знать состав объектов исследования, их химическое

строение и физические свойства. Основными составляющими биотканей являются: белки, жиры и влага, ИК-спектры которых изучены достаточно подробно.

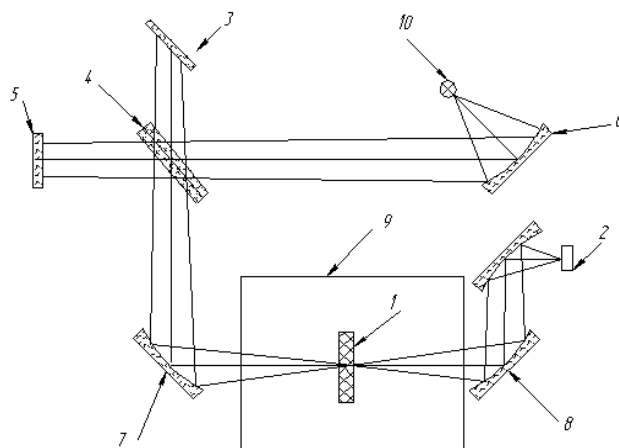


Рис. 2. Оптическая схема спектрофотометра RS-88: 1 – образец; 2 – приемный блок; 3 – подвижное зеркало; 4 – светоделитель; 5–8 – неподвижные зеркала; 9 – кюветная камера; 10 – источник излучения

Свободная молекула воды имеет три основных частоты колебаний, из которых только две активны в ИК-спектре. Спектр поглощения жидкой воды состоит из размытых и линейных структур полос. Спектры ИК поглощения жира, представляющего собой сложные эфиры глицерина и жирных кислот, получают, предварительно экстрагируя его из тканей. Спектральные свойства белков определяются, в основном, наличием пептидной группы [4]. Полосы поглощения при колебании атомов этой группы являются наиболее сильными и характерными для ИК-спектра любого белка, и имеют примерно одинаковое поглощение и интенсивность. Они и определяют внешний вид ИК-спектра.

Частота полос для отдельных компонентов и, в значительной степени, их интенсивность практически нечувствительны к одновременному присутствию в образце других компонентов и инородных образований. Это позволяет проводить исследование биологических тканей на основе содержания в них влаги, жира и белка в исходной форме, измеряя оптическую плотность в различных участках спектра отражения или пропускания [4].

Поскольку в литературе отсутствуют необходимые для такого расчета данные по значениям оптических постоянных $n(\nu)$ и $\alpha_2(\nu)$ составных компонентов биоматериалов (за исключением ОП воды), был произведен подбор соответствующих им аналогов, которые будут использованы для выполнения расчетов оптимального числа отражений. Подобранные аналоги приведены в табл. 1. В качестве таких аналогов были выбраны полиамид ПА-6 как аналог белка и легкая нефть как аналог жира. Правомерность такого подхода, в принятом приближении, обусловлена характеристическими полосами поглощения белка: 3300 см^{-1} , 1640 см^{-1} и 1540 см^{-1} , связанные с колебаниями пептидной группы. Полосы поглощения колебаний атомов этой группы являются характерными для ИК-спектра любого белка и имеют близкое положение спектральных полос и интенсивность [5].

Оптические постоянные воды при $t = 25^\circ\text{C}$ в полосах поглощения 3400 см^{-1} и 1640 см^{-1} , ПА-6 и легкой нефти, использованные при последующих расчетах, были взяты из справочника [4]. Как видно, ИК-спектры основных компонентов биотканей имеют неперекрывающиеся характеристические полосы поглощения. Таким образом, инфракрасные спектры в средней ИК-области могут дать богатую информацию о компонентном составе объектов биологического происхождения.

Объект	Аналог	Полосы поглощения	Характерные химические группы
Белок	полиамид ПА-6	3300 см ⁻¹ 1540 см ⁻¹	пептидная
Жир	легкая нефть	2930 см ⁻¹ 1460 см ⁻¹	глицерин, жирные кислоты
Влага	вода при 25°C	3400 см ⁻¹ 1640 см ⁻¹	водородная

Таблица 1. Компоненты биотканей и их аналоги

Так как аналитические полосы подобранных аналогов лежат в диапазоне 3000–1500 см⁻¹, то одним из основных требований, предъявляемым к материалу для изготовления элемента МНПВО, является достаточно высокое пропускание и отсутствие собственных полос поглощения в указанном интервале частот. Необходимость стерилизации элемента от остатков биотканей предполагает также высокую химическую стойкость материала к воздействию кислот и щелочей.

Так как биологические ткани в состоянии *in vivo* представляют из себя толстые пленки, то показатель преломления элемента МНПВО должен по возможности выбираться так, чтобы исключить при данном угле падения искажение спектров. Таким образом, элемент МНПВО должен иметь минимально возможный показатель преломления, что обеспечит повышенное пропускание за счет снижения потерь вследствие отражений от входной и выходной граней, возможность получить неискаженный спектр и усиленное поглощение [6].

Название материала	Хим. состав	$n(\lambda, \text{мкм})$	Рабочий диапазон, мкм	$\tau, \% \text{ в слое } 10 \text{ мм}$	Химическая устойчивость
Германий	Ge	4,02(4,25)	2,0–12	47,2	Не растворим в воде, соляной, серной кислотах и в щелочах.
КРС-5 (бромидиодид таллия)	42% TlBr 58% TlI	2,38(4,25)	0,9–40	71	Не реагирует с ацетоном и пиридом, растворим в этиловом спирте, кислотах и воде.
КРС-6 (галлий йод, таллий бром)	40% TlBr 60% TlI	2,2(2,8)	0,4–25	75,5	Нерастворим в воде, реагирует с этиловым спиртом, кислотами.
Селенит Цинка (Иртран-4)	ZnSe	2,4(10)	2,0–16	78	Не реагирует с щелочами, водой и кислотами.
Алмаз	C	2,4(10)	0,4–100	65	Не растворим.

Таблица 2. Традиционные материалы для изготовления элемента МНПВО

При выборе материала для изготовления элемента МНПВО был произведен анализ всей совокупности определяющих факторов, который позволил выявить достаточно широкий круг оптических материалов, перспективных для использования при решении данной задачи. В табл. 2 представлены элементы, которые традиционно используют для изготовления элементов МНПВО. Исходя из того, что максимальный показатель преломления предполагаемого исследуемого образца $n_{2,max} = 1,803$, а также с учетом выше перечисленных требований к материалу объекта, максимально приемлемый элемент МНПВО должен быть выполнен из стекла марок КРС-5 и КРС-6, но, к сожалению, эти стекла довольно токсичны, особенно при шлифовке и полировке. Следовательно, предлагается использовать Иртран-4, который имеет аналогичный показатель преломления и близкую спектральную область прозрачности.

При расчете элемента МНПВО необходимо определить величину рабочего угла, для чего необходимо вычислить величины критических углов для каждого из компонентов биологической ткани по предложенной ниже формуле:

$$Q_{kp} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \quad (5)$$

где n_2 – показатель преломления объекта исследования, n_1 – показатель преломления материала элемента МНПВО. Результаты расчетов сведены в табл. 3:

Материал	$n_{2,max}(v)$	$Q_{kp}, \text{град}$
Полиамид (ПА-6)	1,803	42,71
	1,628	48,69
Легкая нефть	1,517	39,20
	1,476	37,95
Вода	1,488	38,31
	1,355	34,37

Таблица 3. Оптические характеристики аналогов

Как видно из табл. 3, наибольшее значение критического угла $Q_{kp,max}$ составляет приблизительно 49° . При применении спектроскопии НПВО в качестве аналитического метода выполняется простое правило, позволяющее устранить деформации и сдвиги, обусловленные дисперсией показателя преломления – измерения всегда проводят при угле падения выше критического [2]. Величину рабочего угла выбирают из условия: $Q = Q_{kp,max} + 3 \div 5^\circ$. Таким образом, $Q = 53^\circ$.

Основной характеристикой элемента МНПВО является оптимальное число отражений, которое определяется показателем преломления и поглощения, данные о которых берутся у аналогов. По полученным данным с использованием программ продуктов и формул Френеля (3) и (4) вычисляются энергетические коэффициенты отражения аналогов в двух плоскостях поляризации, представленные на рис. 3.

Для обеспечения линейной (или близкой к ней) зависимости $R(\bar{n}_2)$ необходимо, чтобы оптимальное значение коэффициента отражения в каждом из спектров удовлетворяло условию:

$$R_{omn}(v)^{N_{omn}} \leq 0,5, \quad (6)$$

где N – реализуемое число отражений. Из формулы следует, что добиться выполнения этого условия можно, лишь варьируя числом отражений N .

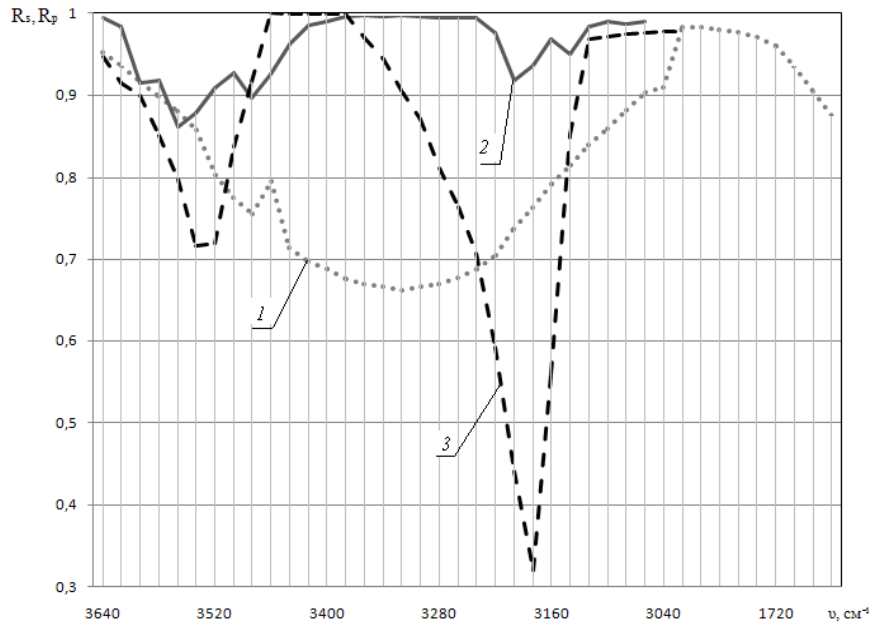


Рис. 3. Спектры НПВО биологических тканей: 1 – энергетическое отражение воды; 2 – энергетическое отражение нефти; 3 – энергетическое отражение полиамида

В табл. 4. представлены расчеты значения оптимального числа отражений для каждого из спектров и соответствующие им коэффициенты отражения, полученные с учетом условия оптимального фотометрирования.

Материал	R_H^{Nonm}	N_{opt}
полиамид(ПА-6)	0,2308	1
	0,3999	2
легкая нефть	0,4883	6
	0,4361	4
вода	0,4827	3
	0,3192	2

Таблица 4. Оптимальное число отражений для каждого компонента

Из табл. 4 берем $N = 6$, что обеспечивает достаточную контрастность спектров НПВО. Эта величина при фиксированном угле падения будет определять отношение длины элемента МНПВО к его толщине l/t :

$$N = 2 \frac{l}{t} \operatorname{ctg}(Q). \quad (7)$$

где N – число отражений, l – длина элемента МНПВО, t – толщина элемента, Q – угол падения на рабочую грань. Так как луч проходит границу сред по нормали, то угол скоса торцевой грани элемента МНПВО будет равен расчетному углу падения на широкую грань элемента МНПВО, т.е. 53° .

Работа элемента МНПВО зависит от трех факторов: качества исходного материала, полировки поверхности и соблюдения геометрических размеров. Строгие требования к соблюдению линейных размеров объясняются следующим. Отношение l/t выбирается так, чтобы центральный луч проходил через середину входной и выходной граней. При несоблюдении этого условия, т.е. при наличии Δl и Δt , на выходе из пла-

стины может наблюдаться разделение светового потока на два отстоящих друг от друга пучка. Световой поток должен быть сфокусирован на входную грань либо падать на нее параллельным пучком [3].

Конструкция приставки МНПВО требует применение элемента двойного прохождения. Исходя из условий применения элемента МНПВО и конструктивных соображений, его параметры выбираются на основе формул (8) и (9):

$$t = \frac{2l}{N} \operatorname{ctg}(Q), \quad (8)$$

$$\frac{l}{S} \leq \frac{\sin Q}{\sin\left(\frac{\Delta}{n_1}\right)}, \quad (9)$$

где величина l/s определяет возможное отклонение лучей. Таким образом, длина и толщина элемента МНПВО составила соответственно $l = 10,1 \text{ мм}$ и $t = 2,12 \text{ мм}$.

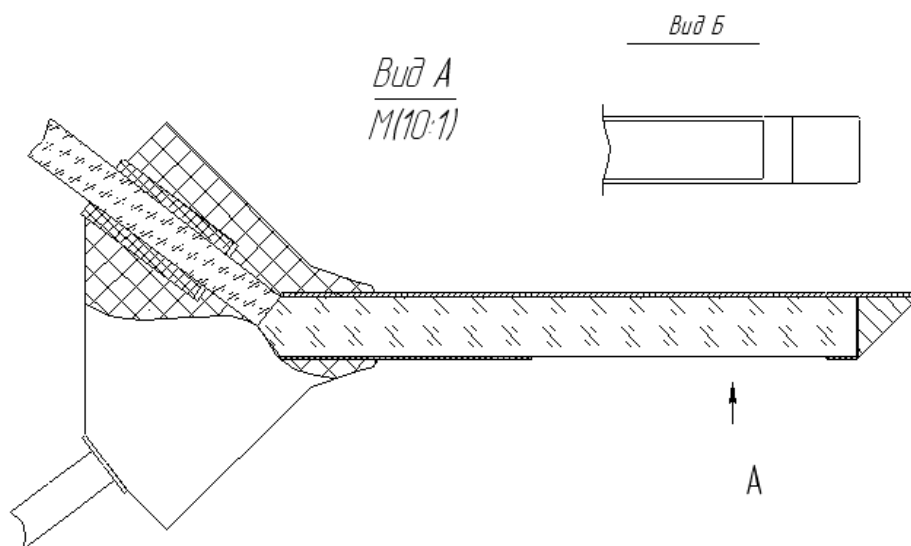


Рис. 4. Схема проектируемого узла МНПО: 1 – элемент МНПВО; 2 – рабочая поверхность; 3 – световод из Иртрана-4; 4 – оболочка блока

Конструктивно макет приставки выполнен на общем основании, на котором неподвижно закреплены узлы. Для преобразования светового потока спектрофотометра и введения его в световод используется сферическое зеркало, которое отклоняет поток на 90° и в горизонтальной плоскости формирует требуемое пятно рассеяния. Для обеспечения подвижности оптической иглы световой поток передается в нее с помощью световода, выполненного из материалов, прозрачных в данной области спектра. Для обеспечения съёмности иглы предусмотрена конструкция, напоминающая соединение шприц-игла. Для возвращения потока в канал спектрофотометра разработана схема, зеркальная к задающей части.

Моделирование в программной среде Земакс показало, что распространение света внутри элемента МНПВО происходит в соответствии с расчетом. Светопропускание системы составило, в среднем по всему диапазону – 23%, что вполне достаточно для проведения данного исследования.

Юстировка системы осуществляется непосредственно в кюветной камере с помощью встроенного в спектрофотометре лазерного излучателя.

Необходимые размеры элемента МНПВО должны быть выдержаны с высокой точностью. Даже небольшие отклонения от допусков могут привести к попаданию центральных лучей на край выходных граней, зачастую закругленных [7].

Заключение

Предложенные в работе методический и инструментальный подход и выполненные модельные расчеты позволили разработать оптическую схему установки для работы в составе серийного Фурье ИК-спектрофотометра RS-88, которая обеспечивает возможность контроля биотканей и клинического анализа крови в состоянии *in vivo*. Важным преимуществом метода НПВО является простота применения. Образец достаточно прижать к отражающей грани, при этом необязателен оптический контакт, достаточно физического, лишь бы образец находился в пределах глубины проникновения [2].

Литература

1. Смит А. Прикладная ИК-спектроскопия. – М.: Мир, 1987.
2. Золотарев В.М. Физическая оптика. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2001.
3. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. – М.: Мир, 1970.
4. Золотарев В.М. Справочник: Оптические постоянные природных и технических сред. – Л.: Химия, 1984.
5. Мамедов Р.К. Развитие методов и техники спектроскопии НПВО и МНПВО: Дис. ... докт. тех. наук. – СПб, 2005.
6. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М.: Наука, 1979.
7. Левшин Л.В., Салецкий А.М. Оптические методы исследования молекулярных систем. – М., 1994.

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НА ПРИМЕРЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ РЕПЕРНЫХ МЕТОК

**Д.В. Жуков, А.В. Пантюшин, А.А. Усик
Научный руководитель – к.н.т., с.н.с. А.Н. Тимофеев**

В работе рассматривается алгоритм обработки изображений точечных источников в движущейся стереоскопической системе. Условия работы системы позволяют принять движение точечного источника прямолинейным. Работа алгоритма основана на определении траектории движения точечного источника и предполагает уменьшение влияния погрешностей базировки матричных фотоприемников и рассинхронизации их работы. Приводятся результаты ряда экспериментальных исследований.

Введение

В современной системе железнодорожного транспорта из-за постоянно увеличивающихся скоростей движения и повышения интенсивности перевозок все более ужесточаются требования к качеству обслуживания и ремонта, а также срокам его выполнения. Это приводит к постановке все более и более амбициозных задач перед разработчиками оборудования для обслуживания, ремонта и контроля параметров пути. Одним из приоритетных направлений деятельности разработчиков является повышение точности уже существующих приборов, построенных на классических схемах. Такая задача может быть решена за счет совершенствования алгоритмов обработки изображений. Примером такой системы может являться оптико-электронная система контроля положения реперных меток (далее ОЭСКПРМ), предназначенная для определения положения пути относительно системы опорных меток геодезической сети.

Основной задачей такой системы является пространственный контроль положения железнодорожного полотна, что необходимо для современных методик контроля, диффектоскопии, а также обслуживания железнодорожного пути.

Оптико-электронная система контроля положения реперных меток

ОЭСКПРМ (рис. 1) представляет собой активную оптико-электронную систему, в основе которой лежит схема внутрибазового дальномера. Разработанная схема предполагает работу непосредственно с активными марками, привязанными к абсолютной геодезической сети. ОЭСКПРМ состоит из двух матричных камер 2 и 4 на основе КМОП структур (используемое разрешение 1280×200) и датчика обнаружения меток 3. Датчик обнаружения представляет собой полупроводниковый лазерный диод и фотоприемник, объединенные в один корпус. В случае обнаружения фотоприемником сигнала с лазера датчик сообщает о появлении в поле зрения метки 5.

Марка представляет собой полупроводниковый излучающий диод 6 (далее ПИД) и отражатель, состоящий из массива трипельпризм малого светового диаметра. Марка устанавливается на опоры контактной сети и жестко связывается с реперными метками, привязанными к абсолютной геодезической сети. Привязка реперных меток может отсутствовать. В этом случае система будет измерять положения пути относительно опор контактной сети.

ОЭСКПРМ устанавливается на измерительную тележку путевой машины 1 (на рисунке представлено схематичное изображение измерительной тележки). Во время обследования пути машиной система обнаруживает реперную метку и производит измерение дистанции и вертикального смещения пути относительно реперной метки.

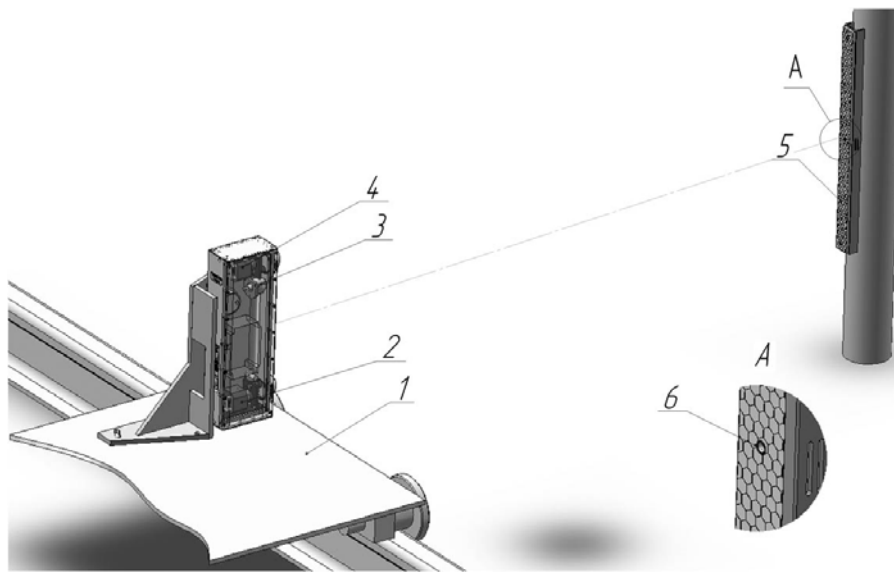


Рис. 1. Базовый блок опико-электронной системы контроля положения реперных меток

При получении системой сигнала с датчика обнаружения меток происходит инициализация обеих камер. В ходе обработки снятых изображений определяется энергетический центр тяжести. Его координаты являются входным параметром для определения дистанции и вертикального смещения. Стоит отметить, что для определения дистанции до метки и смещения в вертикальной плоскости достаточно знать только координаты изображений в вертикальной плоскости системы.

При проектировании ОЭСКПРМ предполагалось проводить обработку изображений на основе гипотезы о том, что из-за высокой частоты съема кадров изображение ПИД марки при движении будет мало отличаться от соответствующего изображения в отсутствии движения. Однако динамические испытания в лабораторных условиях показали, что эта гипотеза не соответствует действительности. Характерные изображения диода марки (повернутые на 90° по часовой стрелке), снятые в движении с верхней камеры системы (а) и нижней камеры системы (б), приведены на рис. 2. Заметно, что изображения диода смазаны, а его след не параллелен краю кадра, кроме того, следы диода на разных камерах не параллельны между собой, что объясняется погрешностями базирования камер между собой, а также погрешностью установки базового блока на измерительной тележке путевой машины.

Смаз изображения ПИД не удастся устранить в этой системе из-за применения в ней камер на основе КМОП структур, обладающих прогрессивной разверткой. Таким образом, уменьшение экспозиции не приводит к существенному изменению длины следа изображения ПИД, а только к уменьшению его ширины. Применение камер на основе ПЗС могло бы решить указанные трудности, однако из-за высокой стоимости таких камер их применение в этой системе экономически нецелесообразно.



Рис 2. Изображения марки с верхней (а) и нижней (б) камер

Очевидно, что углы наклона следов ПИД сохраняются для данной системы и данной базировки на измерительной тележке. Первоначально в системе использовался обычный алгоритм классического взвешенного суммирования, который обрабатывал произвольную часть следа. После этого в координаты изображения ПИД вносились дифференциальные поправки, зависящие от координаты v . Вследствие того, что снятие кадров происходит не синхронно и след изображения диода не параллелен краю кадра, в итоговый результат измерения вносится существенная ошибка. Все это приводит к высокой трудоемкости настройки системы, которую затруднительно провести в цеховых условиях предприятия, обслуживающего путевые машины, не говоря уже о полевых условиях. В таком случае существующий подход к определению координат точечных источников на кадре является неприемлемым.

Алгоритм определения координат

Для преодоления вышеописанных трудностей предлагается использовать более сложный алгоритм определения координат, основанный на определении траектории движения изображения ПИД по кадру. Необходимо также учитывать, что в ОЭСКПРМ применяются цветные матричные приемники с так называемым фильтром Байера, что искажает распределение освещенности на матрице. Для уменьшения влияния воздействия фильтра осуществляется коррекция, суть которой заключается в программном выравнивании спектральной чувствительности соответствующих каналов для длины волны излучения ПИД.

Траекторию движения ПИД в пространстве, а, следовательно, и его изображения можно считать прямолинейными. Найдем в каждой строке максимум u , если его значение не менее некоторого уровня от абсолютного максимума на матрице, произведем в его окрестности взвешенное суммирование, при этом будем учитывать только те элементы, значения которых в определенное количество раз больше среднего по изображению. В результате мы имеем множество значений положений максимумов по строкам, которые можно аппроксимировать прямой ($u = bv + a$) по методу наименьших квадратов с коэффициентами

$$a = \bar{u} - b\bar{v};$$

$$b = \frac{\overline{uv} - \bar{u}\bar{v}}{\overline{v^2} - \bar{v}^2},$$

где u – множество значений положений максимумов по строкам, а v – номера строк содержащие соответствующие центры.

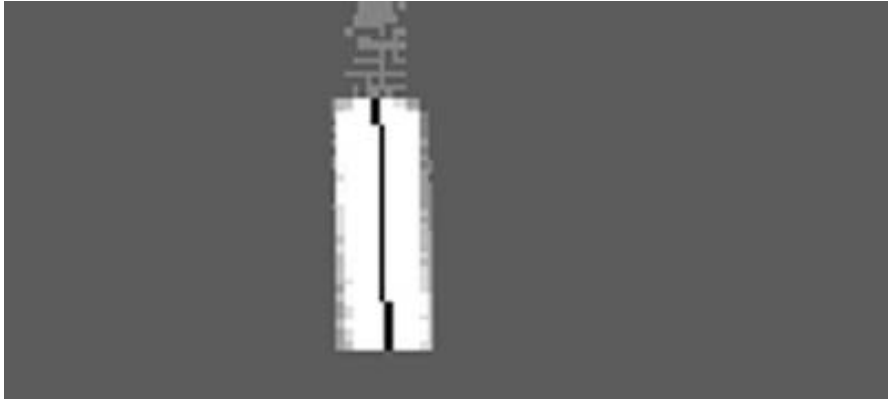


Рис. 3. Положение целой части центров тяжести по строкам (черные точки)

Описываемый алгоритм удовлетворительно работает только при достаточно протяженном следе диода. В случае относительно короткого следа (менее 10 строк) точно установить наклон следа не удастся вследствие достаточно высоких уровней шумов. Однако такие ситуации редки. Для обработки таких ситуаций предлагается использовать информацию с уже обработанных кадров, в частности, брать угловой коэффициент, усредненный по нескольким последним кадрам. При этом для определения положения изображения диода на кадре использовать классический алгоритм взвешенного суммирования. Таким образом, зная угловой коэффициент и точку, принадлежащую прямой, можно получить уравнение самой прямой.

Получив, таким образом, уравнение траектории движения, мы можем предсказать значение v на любой строке кадра, что может быть эффективно использовано при устранении влияния рассинхронизации путем выбора строк, соответствующих одному моменту времени.

Описание стенда

Опробование алгоритма было произведено на стенде научно-производственной лаборатории кафедры оптико-электронных приборов и систем СПбГУ ИТМО. ОЭСКПРМ (рис. 4) 1 была установлена на оптической скамье 3, перпендикулярно которой на специальной направляющей 4 установлена метка 2. Предусмотрено вертикальное перемещение метки в пределах 250 мм. Направляющая обеспечивает перемещение метки относительно ОЭСКПРМ, имитирующее движение ОЭСКПРМ на тележке путевой машины относительно метки. Перемещение ОЭСКПРМ по оптической скамье позволяет задавать различные дистанции до метки в диапазоне от 1500 до 5000 мм.

На рис. 5 представлены экспериментально полученные значения СКО определения координат в зависимости от дистанции в середине диапазона смещений. Стоит заметить значительное (до 3 раз) улучшение результатов измерений для нижней камеры. Это связано с тем, что положение следа по оси v на нижней камере имеет большой разброс. В таких условиях классический алгоритм дает существенную ошибку. Результаты, полученные для верхней камеры, не претерпели значительных изменений.

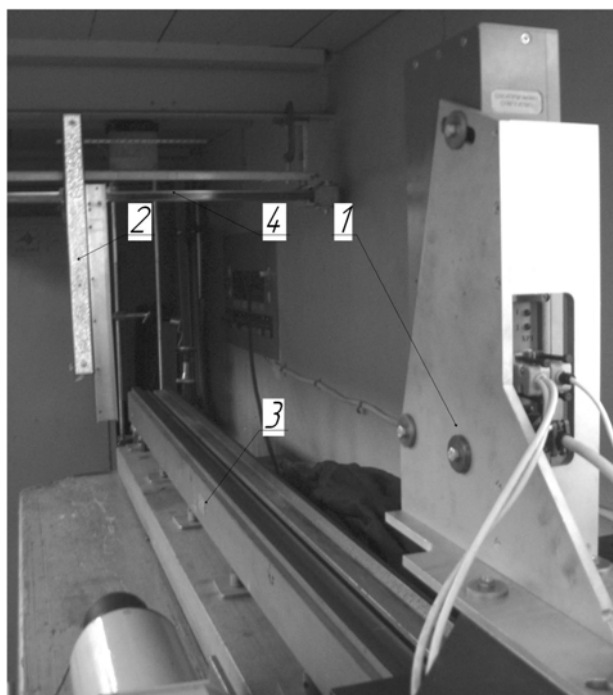


Рис. 4. Стенд для динамических испытаний

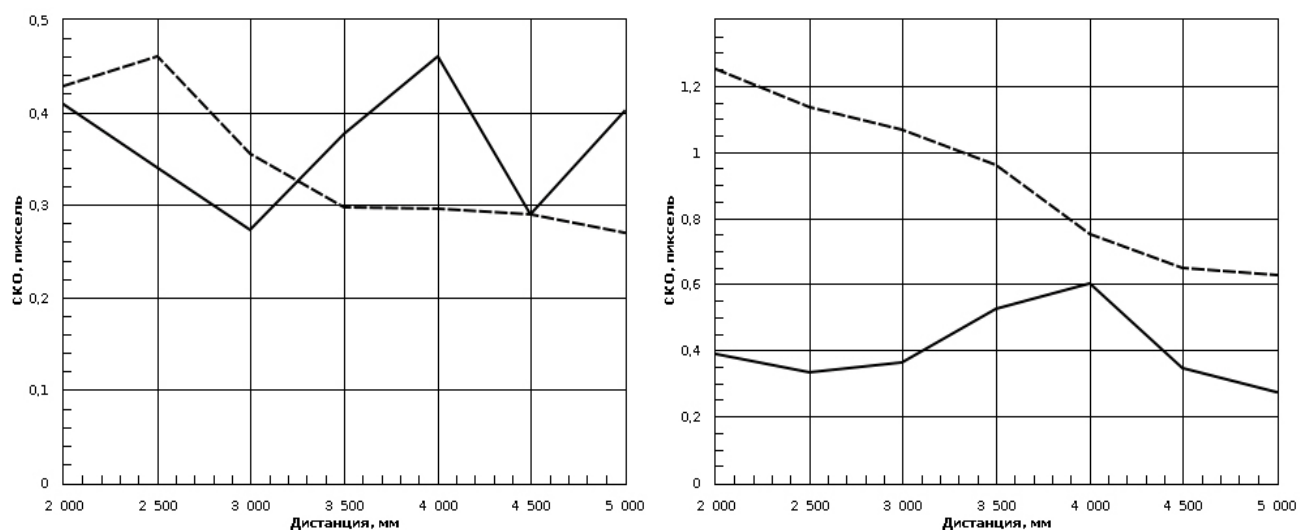


Рис. 5. Зависимость значения СКО от дистанции для верхней камеры (слева) и для нижней (справа). Сплошная линия – алгоритм, рассмотренный в статье; пунктирная линия – классический алгоритм

Заключение

Описываемый в работе алгоритм позволяет устранить влияние рассинхронизации и зависимость точности измерений от наклона системы. Это позволяет уменьшить время установки и юстировки ОЭСКПРМ на путевой машине, а также снизить ошибку определения дистанции и смещения, вызванную погрешностями базировки системы.

Видно, что среднее значение СКО координат изображения ПИД лежит в пределах 0,3–0,6 пикселя и не превышает или сравнимо с таковым, полученным при помощи классического алгоритма. Стоит заметить, что рассмотренный в статье алгоритм позво-

ляет не только понизить СКО, но и уменьшить влияние рассинхронизации камер. Это даст дополнительный вклад в точность измерений смещения и дистанции.

В дальнейшем планируется проводить более детальную обработку изображений, а также исследовать возможности применения других алгоритмов аппроксимации, получаемых множеств энергетических центров масс.

Литература

1. Актуальные проблемы выправки и приемки пути после ремонта / А.Я. Коган, К.Б. Ершова, В.В. Петуховский и др. // Путь и путевое хозяйство. – 2007. – № 5. – С. 7–9.
2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. – М-Л.: Машиностроение, 1966. – 564 с.
3. Проектирование оптико-электронных приборов / Парвалюсов Ю.Б., Радионов С.А., Солдатов В.А. и др; Под ред. Якушенкова Ю.Г. – М.: Логос, 2004 – 488 с.
4. Форсайт Д., Понс Ж. Компьютерное зрение. Современный подход. : Пер. с англ. - М.: Издательский дом «Вильямс», 2004. – 928 с. : ил.
5. Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Сравнение некоторых способов определения координат изображений, осуществляемых с помощью многоэлементных приемников излучения // Известия вузов. Приборостроение. – 1986. – № 9. – С. 62–69.
6. Алеев А.М., Араканцев К.Г. Экспериментальная оценка систематических погрешностей измерения смещений внутрибазной оптико-электронной системой контроля положения железнодорожного пути // Труды пятой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007». Санкт-Петербург, 15–19 октября 2007, – СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. – С. 230–231.

К ВОПРОСУ ОБОСНОВАНИЯ МОДЕЛИ ПОТЕНЦИАЛОВ
НУЛЕВОГО РАДИУСА

Д.А. Иванов (Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева)

В.Ю. Лоторейчик

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов

В работе показан один из способов обоснования модели потенциалов нулевого радиуса – построение последовательности гамильтонианов с регулярными потенциалами, аппроксимирующей гамильтониан исходной модели. Рассмотрен случай конечного числа точечных возмущений на римановых многообразиях ограниченной геометрии.

Введение

Исторически впервые потенциалы нулевого радиуса ввели в 1937 г. Крониг и Пенни [1] для описания движения нерелятивистского электрона в жесткой кристаллической решетке. В работе [2] Томас показал необходимость аппроксимации точечных потенциалов с помощью короткодействующих.

Точечные взаимодействия часто применяются для получения явно решаемых моделей, возникающих, например, в мезоскопической физике. При этом достаточно сложным является вопрос об адекватности модели. Для доказательства соответствия математической модели реальной системе необходимо знать аппроксимацию взаимодействия регулярными потенциалами.

Для евклидовых пространств данный вопрос уже исследован в достаточной степени. Как показано, например, в монографии Альбеверио [3], в этом случае можно построить последовательность гамильтонианов с регулярными (обычными) потенциалами, аппроксимирующих (в смысле равномерной резольвентной сходимости) гамильтониан исходной модели.

В 1991 г. Маккэй и Тэрронес ввели концепцию периодических графитовых структур с отрицательной гауссовой кривизной [4, 5]. Они продемонстрировали, что эти структуры являются энергетически стабильными и, следовательно, синтезируемыми. Более того, используя дифференциальную геометрию и топологию, они показали, что другие слоистые структуры могут также обладать различной кривизной, образуя материалы с новыми свойствами.

В связи с появлением материалов с ненулевой гауссовой кривизной возникла необходимость доказать возможность и исследовать свойства аппроксимации точечных потенциалов на более широком классе римановых многообразий.

Постановка задачи

Пусть X – компактное риманово многообразие ограниченной геометрии, на котором задана мера Римана-Лебега μ и при этом $\mu(X) < +\infty$. Зафиксируем на многообразии различные точки q_1, \dots, q_n . Предположим для упрощения рассуждений, что все эти точки лежат в одной карте K_0 . Тогда далее можно рассматривать подмногообразие многообразия X , состоящее только из этой карты. Это подмногообразие для удобства обозначим также X . Рассмотрим гильбертово пространство $L^2(X, \mu)$. Гамильтониан

свободной заряженной частицы в этом пространстве является оператором Бельтрами-Лапласа [6]

$$H^0 = -\Delta_{LB}, \quad (1)$$

с областью определения $dom(H^0) = C_0^\infty(X)$ (бесконечно-гладкие функции с компактным носителем). Возмущения потенциалами нулевого радиуса с центрами в точках q_1, \dots, q_n формально можно представить в виде

$$H_{q_1, \dots, q_n} = -\Delta_{LB} + \sum_{i=1}^n a_i \delta_{q_i}(\cdot), \quad (2)$$

где a_i – константы связи, δ_{q_i} – дельта-функция Дирака в точке q_i . Далее мы придадим строгий математический смысл таким возмущениям, используя теорию Крейна самосопряженных расширений операторов.

Точечные возмущения с позиции самосопряженных расширений

Рассмотрим сужение S_{q_1, \dots, q_n} оператора H^0 на пространство функций, обращающихся в нуль в точках q_1, \dots, q_n . Самосопряженные расширения оператора S_{q_1, \dots, q_n} являются точечными возмущениями оператора H^0 в точках q_1, \dots, q_n .

Лемма 1. Дефектное пространство N_z оператора S_{q_1, \dots, q_n} является линейной оболочкой функций $G^0(\cdot, q_i; z)$, где $G^0(x, y; z)$ – функция Грина оператора H^0 (интегральное ядро резольвенты).

Следствие. S_{q_1, \dots, q_n} – оператор с индексами дефекта (n, n) .

Нам понадобится представление функции Грина оператора H^0 в виде суммы регулярной части и особенности см. [7]

$$G^0(x, y; z) = G_{reg}^0(x, y; z) + \frac{1}{4\pi\rho(x, y)},$$

где $\rho(x, y)$ – геодезическое расстояние между точками x и y . Следуя работе [8], выпишем Γ -поле Крейна $\gamma(z): C^n \rightarrow L^2(X)$ и матрицу Q -функции Крейна $Q(z): C^n \rightarrow C^n$ для рассматриваемого сужения

$$\gamma(z) \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_n \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^n \xi_i G^0(\cdot, q_i; z),$$

$$Q_{ij}(z) = \begin{cases} G^0(q_i, q_j; z), & i \neq j \\ G_{reg}^0(q_i, q_i; z), & i = j \end{cases}$$

где $G_{reg}^0(x, y; z)$ – регулярная часть функции Грина. Нетрудно также проверить, что

$$\gamma^*(\bar{z})f = \begin{pmatrix} \int_x G^0(q_1, y; z) f(y) dy \\ \vdots \\ \int_x G^0(q_n, y; z) f(y) dy \end{pmatrix}.$$

Теперь можно воспользоваться формулой Крейна для резольвент самосопряженных расширений оператора S_{q_1, \dots, q_n}

$$(H_\Lambda - z)^{-1} = (H_0 - z)^{-1} - \gamma(z)[Q(z) - \Lambda]^{-1} \gamma^*(\bar{z}), \quad (3)$$

где в общем случае Λ – некоторый самосопряженный линейный оператор в C^n , а H_Λ – самосопряженное расширение, соответствующее этому оператору. Введем следующие обозначения: $R_0(z) = (H^0 - z)^{-1}$, $R_\Lambda(z) = (H_\Lambda - z)^{-1}$ и $[Q(z) - \Lambda]_{ij}^{-1} = \Gamma_{ij}$. Тогда формулу (3) можно переписать в более удобном виде

$$R_\Lambda(z) = R_0(z) - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \Gamma_{ij} G^0(\cdot, q_i; z) \langle G^0(q_j, \cdot; z) | \cdot \rangle. \quad (4)$$

Последовательность гамильтонианов с регулярными потенциалами

Введем гомотетии вдоль геодезических в карте K_0 с центрами в точках q_1, \dots, q_n . Обозначим их $\theta_{q_i}(\varepsilon, \cdot)$, где $0 < \varepsilon < 1$. Рассмотрим семейство гамильтонианов

$$H_{q_1, \dots, q_n}^\varepsilon = H^0 + \frac{1}{\varepsilon^2} \sum_{i=1}^n \lambda_i(\varepsilon) V_i(\theta_{q_i}^{-1}(\varepsilon, \cdot)), \quad (5)$$

где $\theta_{q_i}^{-1}(\varepsilon, \cdot)$ – отображение, обратное к $\theta_{q_i}(\varepsilon, \cdot)$, $\lambda_i(\varepsilon)$ – вещественно-аналитические в окрестности нуля функции, причем $\lambda_i(0) = 1$; $V_i(x)$ – неотрицательные функции с компактным носителем в X .

Замечание. Областью определения отображения $\theta_{q_i}^{-1}(\varepsilon, \cdot)$ является множество $\theta_{q_i}(\varepsilon, X)$, которое вполне может не совпадать со всем многообразием. Поэтому в правой части формулы (5) возмущение следует рассматривать как функцию, заданную на множестве, входящим в $\bigcap_{i=1}^n \theta_{q_i}(\varepsilon, X)$, в остальных точках возмущение можно положить равным нулю.

Введем вектор-функцию

$$v_\varepsilon(x) = \begin{pmatrix} \sqrt{\lambda_1(\varepsilon)} \{V_1(\theta_{q_1}^{-1}(\varepsilon, x))\}^{1/2} \\ \vdots \\ \sqrt{\lambda_n(\varepsilon)} \{V_n(\theta_{q_n}^{-1}(\varepsilon, x))\}^{1/2} \end{pmatrix}$$

и n скалярных функций $w_{i,\varepsilon}(x) = \sqrt{\lambda_i(\varepsilon)} \{V_i(x)\}^{1/2}$.

Лемма 2. Резольвента оператора $H_{q_1, \dots, q_n}^\varepsilon$ имеет вид

$$R_\varepsilon(z) = R_0(z) - \frac{1}{\varepsilon^2} R_0(z) v_\varepsilon^T \left[1 + \frac{1}{\varepsilon^2} v_\varepsilon R_0(z) v_\varepsilon^T \right]^{-1} v_\varepsilon R_0(z). \quad (6)$$

Далее, введем операторы масштабного преобразования для скалярных функций

$$(U_{i,\varepsilon} g)(x) = \begin{cases} \varepsilon^{-3/2} g(\theta_{q_i}^{-1}(\varepsilon, x)), & x \in \theta_{q_i}(\varepsilon, X) \\ 0, & x \notin \theta_{q_i}(\varepsilon, X) \end{cases}.$$

Используя их, можно ввести оператор масштабного преобразования для вектор-функций

$$U_\varepsilon \begin{pmatrix} g_1 \\ \vdots \\ g_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{1,\varepsilon} g_1 \\ \vdots \\ U_{n,\varepsilon} g_n \end{pmatrix}.$$

Нетрудно проверить, что $(U_{i,\varepsilon}^{-1}g)(x) = \varepsilon^{3/2}g(\theta_{q_i}(\varepsilon, x))$. Из формулы (6) тождественными преобразованиями можно получить следующую формулу:

$$R_\varepsilon(z) = R_0(z) - \varepsilon \varepsilon^{-3/2} R_0(z) v_\varepsilon^T U_\varepsilon [1 + \frac{1}{\varepsilon^2} U_\varepsilon^{-1} v_\varepsilon R_0(z) v_\varepsilon^T U_\varepsilon]^{-1} \varepsilon^{-3/2} U_\varepsilon^{-1} v_\varepsilon R_0(z).$$

Введем операторы

$$A_\varepsilon(z) = \varepsilon^{-3/2} R_0(z) v_\varepsilon^T U_\varepsilon,$$

$$B_\varepsilon(z) = \frac{1}{\varepsilon^2} U_\varepsilon^{-1} v_\varepsilon R_0(z) v_\varepsilon^T U_\varepsilon,$$

$$C_\varepsilon(z) = \varepsilon^{-3/2} U_\varepsilon^{-1} v_\varepsilon R_0(z).$$

Можно показать, что каждое из трех семейств состоит из операторов Гильберта-Шмидта. Выпишем явно их ядра.

$$A_\varepsilon(x, y; z) = (G^0(x, \theta_{q_1}(\varepsilon, y); z) w_{1,\varepsilon}(y), \dots, G^0(x, \theta_{q_n}(\varepsilon, y); z) w_{n,\varepsilon}(y)).$$

Введем в рассмотрение оператор $A_0(z)$ (формальный предел $A_\varepsilon(z)$) с интегральным ядром

$$A_0(x, y; z) = (G^0(x, q_1; z) w_{1,0}(y), \dots, G^0(x, q_n; z) w_{n,0}(y)).$$

Аналогично, интегральные ядра операторов $C_\varepsilon(z) : L^2(X) \rightarrow \oplus_{i=1}^n L^2(X)$ имеют вид

$$C_\varepsilon(x, y; z) = \left(w_{1,\varepsilon}(x) G^0(\theta_{q_1}(\varepsilon, x), y; z), \dots, w_{n,\varepsilon}(x) G^0(\theta_{q_n}(\varepsilon, x), y; z) \right)^T.$$

Введем в рассмотрение оператор $C_0(z)$ с интегральным ядром

$$C_0(x, y; z) = \left(w_{1,0}(x) G^0(q_1, y; z), \dots, w_{n,0}(x) G^0(q_n, y; z) \right)^T.$$

Наконец, рассмотрим последнее семейство $B_\varepsilon(z) : \oplus_{i=1}^n L^2(X) \rightarrow \oplus_{i=1}^n L^2(X)$. Интегральные ядра этого семейства имеют вид матриц $n \times n$ из ядер скалярных операторов. Выпишем элементы матрицы:

$$B_{\varepsilon,ij}(x, y; z) = \varepsilon G^0(\theta_{q_i}(\varepsilon, x), \theta_{q_j}(\varepsilon, y); z) w_{i,\varepsilon}(x) w_{j,\varepsilon}(y).$$

Разложим $\rho(\theta_{q_i}(\varepsilon, x), \theta_{q_j}(\varepsilon, y))$ в ряд Тейлора до $o(\varepsilon)$:

$$\rho(\theta_{q_i}(\varepsilon, x), \theta_{q_j}(\varepsilon, y)) = \varepsilon \omega_1(x, y; q_i) + o(\varepsilon), \quad (7)$$

где $\omega_1(x, y; q_i)$ определяется из метрических свойств многообразия. В частности, для евклидова пространства $\omega_1(x, y; q_i) = \rho(x, y)$. Отметим, что $\omega_1(x, y; q_i) = \omega_1(y, x; q_i)$.

Введем формально операторы с ядрами

$$B_{0,ij} = \begin{cases} \frac{w_{i,0}(x) w_{i,0}(y)}{4\pi \omega_1(x, y; q_i)}, & i = j, \\ 0, & i \neq j \end{cases}$$

$$B_{l,ij}(z) = \begin{cases} G^0(q_i, q_j; z) w_{i,0}(x) w_{j,0}(y), i \neq j \\ G_{reg}^0(q_i, q_i; z) w_{i,0}(x) w_{i,0}(y) + \frac{w_{i,0}(x) w_{i,0}(y)}{4\pi\omega_1(x, y; q_i)} \lambda_i'(0), i = j \end{cases}$$

$$D_{ij}(z) = \begin{cases} G^0(q_i, q_j; z) w_{i,0}(x) w_{j,0}(y), i \neq j \\ G_{reg}^0(q_i, q_i; z) w_{i,0}(x) w_{i,0}(y), i = j \end{cases}$$

и матрицу $J_{ij} = \begin{cases} \lambda_i'(0), i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$.

Заметим, что выполняется соотношение

$$B_1(z) = D(z) + JB_0. \quad (8)$$

Теорема 1. При $\varepsilon \rightarrow 0$ справедливо следующее:

$$\begin{aligned} \|A_\varepsilon(z) - A_0(z)\|_{HS} &\rightarrow 0 \\ \|C_\varepsilon(z) - C_0(z)\|_{HS} &\rightarrow 0 \\ \|B_\varepsilon(z) - B_0\|_{HS} &\rightarrow 0 \\ \|B_\varepsilon(z) - B_0 - \varepsilon B_1(z)\|_{HS} &= o(\varepsilon) \end{aligned}$$

где $\|\cdot\|_{HS}$ – норма Гильберта-Шмидта.

Основной результат: теорема об аппроксимации

Теорема 2.

1. Если -1 не является собственным числом оператора B_0 , то $H_{q_1, \dots, q_n}^\varepsilon \rightarrow H^0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ в смысле равномерной резольвентной сходимости.

2. Пусть -1 – простое собственное значение оператора B_0 , $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \vdots \\ \varphi_n \end{pmatrix}$ – соответствующая собственная вектор-функция, нормированная условием $\langle \varphi | \varphi \rangle = 1$. Тогда $H_{q_1, \dots, q_n}^\varepsilon \rightarrow H_\Lambda$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ в смысле равномерной резольвентной сходимости, где

$$\Gamma_{ij} = \frac{\langle w_{i,0} | \varphi_i \rangle \langle \varphi_j | w_{j,0} \rangle}{\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle}. \quad (9)$$

$$\Gamma_{ij} = [Q(z) - \Lambda]_{ij}^{-1}.$$

Доказательство. Согласно полученным выше результатам

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} R_\varepsilon(z) = R_0(z) - A_0(z)F(z)C_0(z),$$

где $F(z) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \{\varepsilon[1 + B_\varepsilon(z)]^{-1}\}$. Вид оператора $F(z)$ будет зависеть от спектральных свойств B_0 . Рассмотрим отдельно два случая, приведенных в формулировке теоремы.

1. Пусть -1 не является собственным значением оператора B_0 , тогда, $-1 \in \rho(B_0)$ в силу вполне непрерывности. Далее, в силу теоремы 1 $\|B_\varepsilon(z) - B_0\|_{HS} \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Из сходимости по норме Гильберта-Шмидта следует сходимость по обычной норме, поэтому $\|B_\varepsilon(z) - B_0(z)\| \rightarrow 0$. Для достаточно малых ε покажем, что $-1 \in \rho(B_\varepsilon(z))$. Ес-

ли это не так, то рассмотрим последовательность векторов g_n единичной нормы таких, что $B_{1/n}(z)g_n = -g_n$. Тогда

$$\|g_n + B_0 g_n\| = \|B_{1/n}(z)g_n - B_0 g_n\| \leq \|B_{1/n}(z) - B_0\| \rightarrow 0. \quad (10)$$

Так как оператор B_0 вполне непрерывен, то он переводит ограниченное множество в компактное. Следовательно, $\exists g_{n_k}, g : \|B_0 g_{n_k} - g\| \rightarrow 0$, а тогда из (10) можно заключить, что $\|g_{n_k} + g\| \rightarrow 0$. Таким образом, мы установили, что g – собственный вектор оператора B_0 , соответствующий собственному числу -1 . Получили противоречие. Отсюда следует, что для достаточно малых ε существует и ограничен оператор $[1 + B_\varepsilon(z)]^{-1}$.

Легко далее показать, что $[1 + B_\varepsilon(z)]^{-1} \rightarrow [1 + B_0]^{-1}$ в смысле равномерной сходимости по норме Гильберта-Шмидта. Таким образом, $F(z) = 0$, что и доказывает первое утверждение теоремы.

2. Прежде чем перейти к доказательству второго пункта, нам понадобится один результат из [9].

Лемма 3. Предположим, что спектр оператора T имеет изолированную точку λ . Тогда для достаточно близких к λ точек z из $\square \setminus \{\lambda\}$ справедливо следующее разложение в ряд Лорана для резольвенты оператора T

$$R(z) = -\frac{P}{z - \lambda} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{D^n}{(z - \lambda)^{n+1}} + \sum_{n=0}^{\infty} (z - \lambda)^n S^{n+1}, \quad (11)$$

где проектор $P = -\frac{1}{2\pi i} \int_{\Gamma} R(z) dz$ (Γ – контур, охватывающий λ , но не содержащий больше никаких точек спектра), $D = (T - \lambda)P$, и $S = \lim_{z \rightarrow \lambda} R(z)(1 - P)$ (равномерный предел).

Следствие. Для всех достаточно малых $z \in \square \setminus \{0\}$ справедливо следующее разложение

$$(1 + B_0 + z)^{-1} = z^{-1}P + \sum_{n=0}^{\infty} (-z)^n S^{n+1}, \quad (12)$$

где $P = \langle \varphi | \cdot \rangle \varphi$ и $S = \lim_{z \rightarrow 0} (1 + z + B_0)^{-1} (1 - P)$ (равномерный предел).

Доказательство. Заметим, что, если $P = \langle \varphi | \cdot \rangle \varphi$, то

$$D = (B_0 + 1)P = (B_0 \varphi + \varphi) \langle \varphi | \cdot \rangle = 0.$$

Поэтому формула (11) получается из (10) непосредственной подстановкой. Конкретный вид проектора P получится, если показать, что алгебраическая кратность собственного числа -1 равна единице. Для этого достаточно доказать, что из $(1 + B_0)^2 g = 0$ следует $(1 + B_0)g = 0$. Итак, пусть $f = (1 + B_0)g$ и $(1 + B_0)f = 0$.

$$\langle f | f \rangle = \langle (1 + B_0)g | f \rangle = \langle g | (1 + B_0)f \rangle = 0.$$

Отсюда следует, что $f \equiv 0$.

Осталось показать ограниченность оператора S . Введем следующие обозначения: L_φ – собственное пространство, соответствующее собственному числу -1 , B_0' – вполне непрерывный оператор, который на векторах из L_φ зануляется, а на векторах из L_φ^\perp действует также, как B_0 . Заметим, что -1 не является собственным числом оператора B_0' , тогда

$$\|S\| = \lim_{z \rightarrow 0} \left\| (1+z+B_0)^{-1}(1-P) \right\| \leq \lim_{z \rightarrow 0} \left\| (1+z+B'_0)^{-1} \right\| = \left\| (1+B'_0)^{-1} \right\| = const.$$

Вернемся к доказательству второго пункта теоремы. Используя утверждение теоремы 1, получим

$$\begin{aligned} \varepsilon[1+B_\varepsilon(z)]^{-1} &= \varepsilon[1+B_0+\varepsilon B_1(z)+o(\varepsilon)]^{-1} = \\ &= [1+\varepsilon(1+\varepsilon+B_0)^{-1}(B_1(z)-1+o(1))]^{-1} \varepsilon(1+\varepsilon+B_0)^{-1}. \end{aligned}$$

Из следствия леммы 3

$$\varepsilon(1+\varepsilon+B_0)^{-1} = \varepsilon[\varepsilon^{-1}P+O(1)] = P+O(\varepsilon) = P+o(1).$$

Следовательно,

$$\varepsilon[1+B_\varepsilon(z)]^{-1} = [1+P(B_1-1)+o(1)]^{-1}(P+O(\varepsilon)). \quad (13)$$

Итак,

$$\begin{aligned} 1+P(B_1(z)-1) &= 1+\varphi \langle \varphi | \cdot \rangle (JB_0+D(z)-1) = 1+\varphi \langle \varphi | JB_0 \cdot \rangle + \varphi \langle \varphi | D(z) \cdot \rangle - \\ &- \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle = 1+\varphi \langle JB_0 \varphi | \cdot \rangle + \varphi \langle D(z) \varphi | \cdot \rangle - \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle = 1-\varphi \langle (J+1)\varphi | \cdot \rangle + \\ &+ \varphi \langle D(z) \varphi | \cdot \rangle \end{aligned}$$

Теперь наша задача – найти оператор, обратный к $T=1+P(B_1(z)-1)$. Будем искать его в виде

$$W = 1 + A\varphi \langle (J+1)\varphi | \cdot \rangle + B\varphi \langle D(z)\varphi | \cdot \rangle,$$

где A и B – коэффициенты, подлежащие определению. После некоторых вычислений можно получить

$$A = [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1}, \quad B = -[\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1}.$$

Таким образом,

$$W = 1 + [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} (\varphi \langle (J+1)\varphi | \cdot \rangle - \varphi \langle D(z)\varphi | \cdot \rangle).$$

Непосредственной проверкой убеждаемся, что $WT=1$. Теперь подставим полученный результат в (12):

$$\begin{aligned} F(z) &= \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle + [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} (\varphi \langle (J+1)\varphi | \varphi \rangle - \varphi \langle D(z)\varphi | \varphi \rangle) \langle \varphi | \cdot \rangle = \\ &= \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle - \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle + [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle = \\ &= [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} A_0(z)F(z)C_0(z) \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_n \end{pmatrix} &= \\ &= A_0(z) ([\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} \varphi \langle \varphi | \cdot \rangle) \begin{pmatrix} w_{1,0}(x) \langle G^0(q_1; z) | f_1 \rangle \\ \vdots \\ w_{n,0}(x) \langle G^0(q_n; z) | f_n \rangle \end{pmatrix} = \\ &= [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} A_0(z) \varphi \sum_{j=1}^n \langle \varphi_j | w_{j,0} \rangle \langle G^0(q_j; z) | f_j \rangle = \\ &= [\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle]^{-1} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n G^0(\cdot, q_i; z) \langle w_{i,0} | \varphi_i \rangle \langle \varphi_j | w_{j,0} \rangle \langle G^0(q_j; z) | f_j \rangle \end{aligned}$$

Сопоставляя с формулой (4), получаем

$$\Gamma_{ij} = \frac{\langle w_{i,0} | \varphi_i \rangle \langle \varphi_j | w_{j,0} \rangle}{\langle D(z)\varphi | \varphi \rangle - \langle J\varphi | \varphi \rangle}. \quad (14)$$

Осталось заметить, что матрица Γ – самосопряженная. Из этого следует, что и матрица Λ – также самосопряженная. Таким образом, $H_{q_1, \dots, q_n}^\varepsilon \rightarrow H_\Lambda$ в нормальном резольвентном смысле.

Заключение

Подход, примененный для решения задачи, содержит существенные отличия от монографии [3], связанные со спецификой римановой геометрии. Результатом работы стало обобщение аппроксимации многоцентровых возмущений на случай широкого класса римановых многообразий, встречающихся в современной мезоскопической физике. Тем самым для структур с искривленной геометрией обоснована до некоторой степени модель потенциала нулевого радиуса.

Литература

1. Kronig R. de L., Penney W.G. Quantum mechanics of electrons in crystal lattices // Proc. Roy. Soc. – 1931. – V.130A. – P. 499–513.
2. Thomas L.H. The interaction between a neutron and a proton and the structure of H^3 . Phys. Rev. – 1935. – V. 47. – P. 903–909.
3. Альбеверио С., Гестези Ф., Хезг-Крон Р., Холден Х. Решаемые модели в квантовой механике – М.: Мир, 1991. – 566 с.
4. Mackay A.L., Terrones H. From C_{60} to negatively curved graphite // Nature. – 1991. – V. 352. – P. 762.
5. Terrones H., Terrones M. Curved nanostructured materials // New Journal of Physics. – 2003. – №5.
6. Landsman N. P. Mathematical topics between classical and quantum mechanics. – Springer-Verlag, 1998. – 352 p
7. Brüning J., Geyley V., Pankrashkin K. // J. Math. Phys. – 2005. – V. 46. – P. 113508.
8. Brüning J., Geyley V., Pankrashkin K. Spectra of self-adjoint extensions and applications to solvable Shroedinger operators, arXiv.org (2007).
9. Като Т. Теория возмущений линейных операторов. – М.: Мир, 1972. – 712 с.
10. Садовничий В.А. Теория операторов. – М.: Изд-во МГУ, 1986. – 356 с.
11. Гейлер В.А., Иванов Д.А., Попов И.Ю. Аппроксимация точечных возмущений на римановом многообразии, (статья принята к рассмотрению в ТМФ).

ЛАЗЕРНЫЕ СВИНЦОВО-ФТОРИДНЫЕ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ ЭРБИЯ

К.С. Москалева, А.В. Клементьева
Научный руководитель – В.А. Асеев
(НИИ нанофотоники и оптоинформатики)

Исследована свинцово-фторидная наностеклокерамика, активированная ионами эрбия. В ходе работы показано изменение спектров люминесценции и поглощения с изменением времени термообработки. Произведена оценка интенсивности люминесценции основного лазерного перехода, показана зависимость интенсивности люминесценции от концентрации ионов эрбия и времени термообработки.

Введение

Стеклокерамика – это материал, в котором, наряду с кристаллической фазой, присутствует и стеклофаза, т.е. это стекло, в объеме которого расположены кристаллы. Обычно стеклокерамику получают при помощи термообработки стекла, в которое изначально введены вещества, из которых состоит кристаллическая фаза. При помощи термообработки можно варьировать как объемную долю кристаллической фазы, так и размер кристаллов. Для того чтобы снизить собственные потери, возникающие из-за рассеяния света, размеры кристаллов должны быть меньше длины волны, т.е. размер кристаллов ~50–200 нм.

Стеклокерамики имеют более высокие механические и термические характеристики по сравнению со стеклами. В то же время стеклокерамические материалы позволяют использовать технологию вытяжки оптического волокна, что невозможно для кристаллов [1].

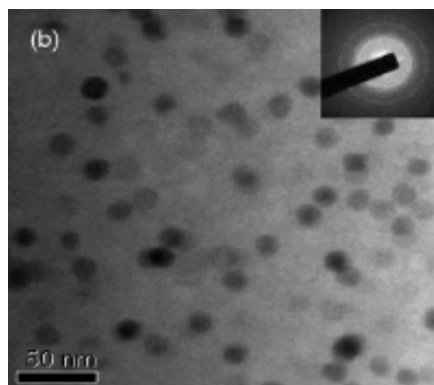


Рис. 1. Фотография внутренней структуры стеклокерамики, сделанная с помощью ТЕМ

Таким образом, прозрачную стеклокерамику, состоящую из стеклянной матрицы и включенных в нее наноразмерных кристаллических частиц (рис. 1), можно рассматривать как материал, который объединяет в себе положительные свойства двух сред – стекла и кристалла [2, 3]. Практическое применение таких материалов может быть очень полезно. Стекло прекрасно поддается формообразованию – легко подвергается прессовке, вытягиванию в волокно, может использоваться для изготовления изделий любых форм и размеров. Одновременно с этим материал обладает и свойствами кристаллов: высокими спектрально-люминесцентными и генерационными характеристиками, а также большой механической и термической прочностью. Кроме того, стеклокристаллические материалы отличаются влаго- и газонепроницаемостью, высокими тепло- и электроизоляционными свойствами.

Прозрачная стеклокерамика на основе нанокристаллов β -PbF₂ [4, 5], CaF₂ [4, 6, 7], BaF₂ [12], LaF₃ [13], содержащая редкоземельные ионы, может использоваться для изготовления лазеров и волоконных волноводов, работающих в ближней ИК-области. К достоинствам стеклокерамики относится то, что за счет бескислородного окружения ионов-активаторов она имеет широкий спектр люминесценции на 1,5 мкм (рис. 2).

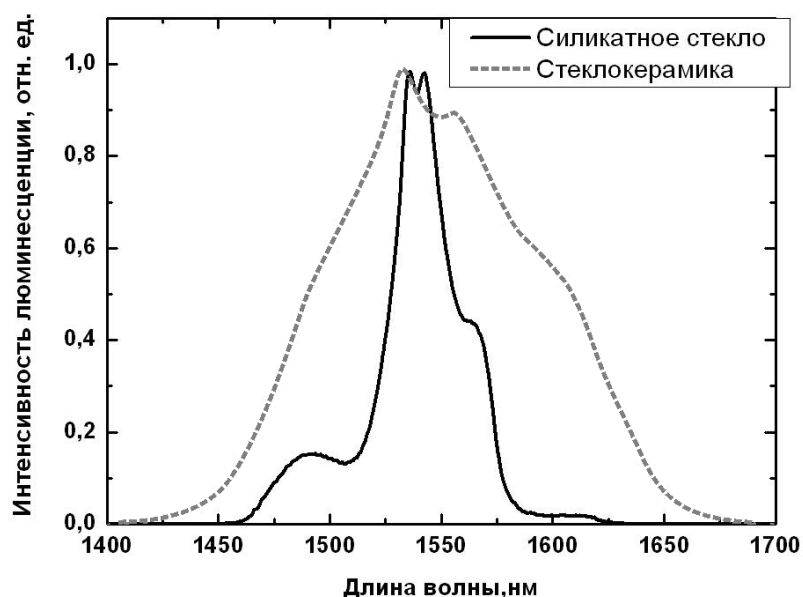


Рис. 2. Сравнение спектров люминесценции силикатного стекла и стеклокерамики, активированных ионами эрбия

Описание эксперимента

В работе синтезированы и исследованы образцы стеклокерамики свинцово-фторосиликатной системы $30\text{SiO}_2\text{-}18\text{PbF}_2\text{-}15\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}5\text{ZnF}_2\text{-}29\text{CdF}_2\text{-}3\text{YF}_3$, активированной ErF₃. Концентрация ErF₃ составляла 0,5 мол%, 1,0 мол% и 2,0 мол%. В таких системах при термообработке выделяется кристаллическая фаза, которая представляет собой фторид свинца β -PbF₂. В качестве центров нуклеации для кубической β -PbF₂ фазы выступают соединения ErF₃, и, следовательно, ионы эрбия должны входить в кристаллическую фазу, образуя твердый раствор $\text{Pb}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_{2+x}$ [5].

Для синтеза стекол указанной системы применялись материалы марки «ОСЧ». Синтез проводился в течение 30 мин при температуре 1050°C в корундовых тиглях. При синтезе были предприняты специальные меры защиты от улетучивания фторидных соединений. Данная технология обеспечивает получение бесцветных прозрачных стекол с высоким уровнем пропускания в видимой области. Стекломасса вырабатывалась на холодную стеклоуглеродную форму и отжигались при температуре на 30°C ниже, чем при первичной термообработке.

Термообработка исходных стеклянных образцов проводилась при температуре 500°C в течение 4–16 часов.

В ходе работы исследовалось влияние термообработки на спектрально-люминесцентные свойства стеклокерамики, активированной ионами эрбия. Через каждые 4 часа термообработки производились измерения спектров поглощения на спектрофотометре Varian Cary 500 в диапазоне длин волн 300–1700 нм с шагом 0,1 нм.

Кроме того, изучалось изменение спектров люминесценции образцов в диапазоне 1400–1700 нм. Люминесценция возбуждалась модулированным излучением неодимового лазера ($\lambda=980$ нм) (модель LDD-10), сфокусированным далее на входных

щелях монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) и приемника InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation) в диапазоне 1400–1700 нм. Сигналы от приемника усиливались и обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы «Stanford Research Systems») (рис. 3).

Для оценки интенсивности люминесценции на длине волны 1,5 мкм вместо приемника (7) использовался калиброванный по мощности приемник Newport 818-IR.

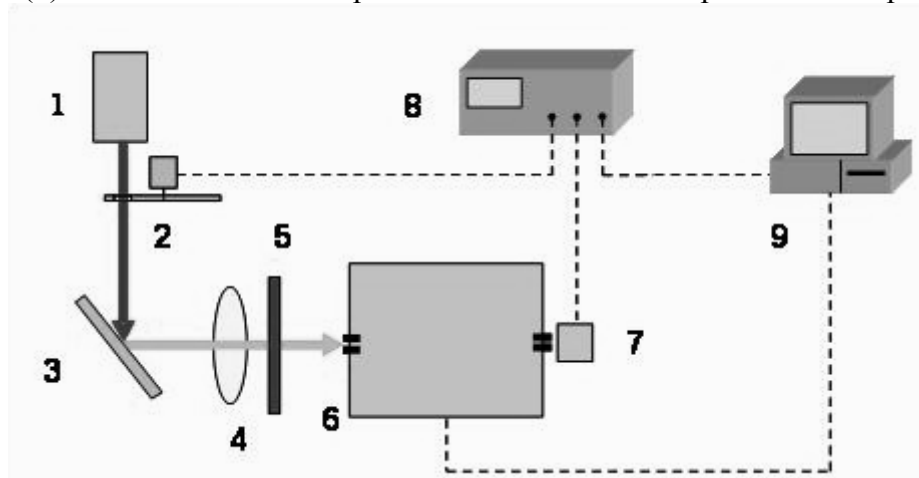


Рис. 3. Схема установки: (1) – лазер (980 нм), (2) – модулятор, (3) – образец, (4) – линза, (5) – спектральный фильтр, (6) – монохроматор, (7) – приемник, (8) – синхронизируемый усилитель, (9) – компьютер

Результаты и обсуждение

Рентгенофазовый анализ образцов после вторичной термообработки показал, что кристаллическая фаза представляет собой соединение состава $Pb_{1-x}Er_xF_{2+x}$. Рентгенофазовый анализ также показал, что для всех отмеченных концентраций ErF_3 размер элементарной ячейки кристаллов одинаков и составляет 5,75 Å. Таким образом, в результате вторичной термообработки стекла вырастает одна и та же кристаллическая фаза, которая не зависит от концентрации активатора. Размеры прорастающих кристаллов составляли от 35 до 44 нм.

На рис. 4 показаны спектры оптических потерь, измеренные в диапазоне 350–1600 нм для трех образцов – исходного стекла и двух наностеклокерамик, прошедших вторичную термообработку при температуре 500°C в течение 8 и 16 часов. Видно, что в результате термообработки оптическая плотность возрастает в коротковолновой области спектра, что вызвано рассеянием на границе нанокристаллической фазы и стеклофазы, и практически не изменяется в ИК-диапазоне.

Рассмотрим полосу поглощения, соответствующую основному лазерному переходу ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ иона эрбия в диапазоне 1400–1700 нм. На рис. 5 показаны два контура поглощения – для исходного стекла и наностеклокерамики, подвергнутой вторичной термообработке в течение 16 часов. Все спектры нормированы по площади. Из рисунка видно, что происходит сужение спектров и появление дополнительных штарковских полос (выделено пунктиром), характерное для кристаллической структуры, что свидетельствует об изменении окружения эрбия при его переходе из стекловидной фазы в кристаллическую.

На рис. 6 приведены спектры люминесценции для трех образцов – необработанного, обработанного в течение 4 часов и в течение 12 часов при температуре 500°C. Видно, что после четырех часов термообработки происходит уширение спектра с 54,2 нм до 67,8 нм. Это может быть связано с наложением спектров люминесценции ионов эрбия, находящихся в кристаллической и в стекловидной фазе. При увеличении времени

термообработки спектр сужается и появляется характерная для кристаллических спектров штарковская структура.

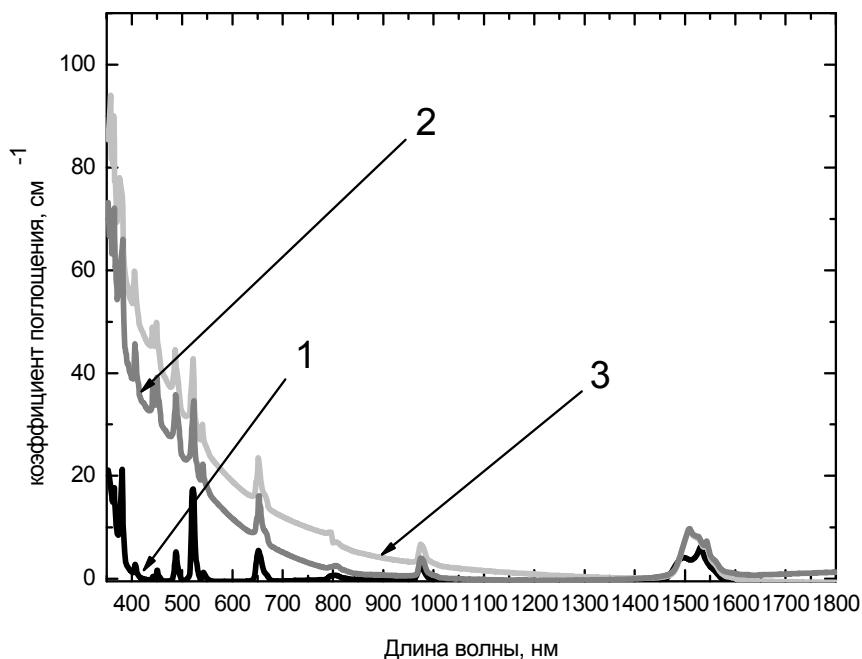


Рис. 4. Спектры поглощения ионов эрбия (концентрации ионов в образце – 2 %мол) в диапазоне от 350 до 1800 нм (необработанный образец – кривая 1, обработанный образец 8 часов – кривая 2, обработанный образец 16 часов – 3)

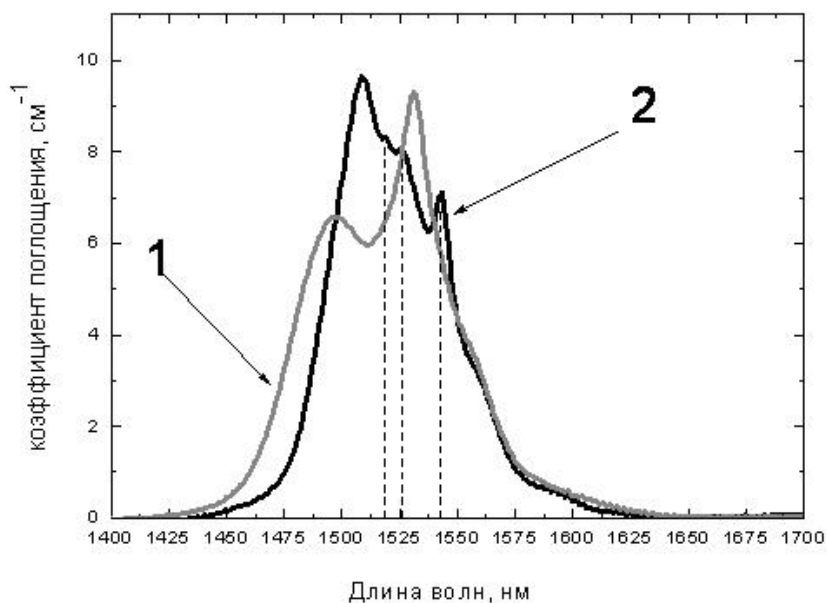


Рис. 5. Спектр поглощения ионов эрбия (концентрации ионов в образце – 2 %мол) для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (необработанный образец – кривая 1, обработанный образец 16 часов – кривая 2)

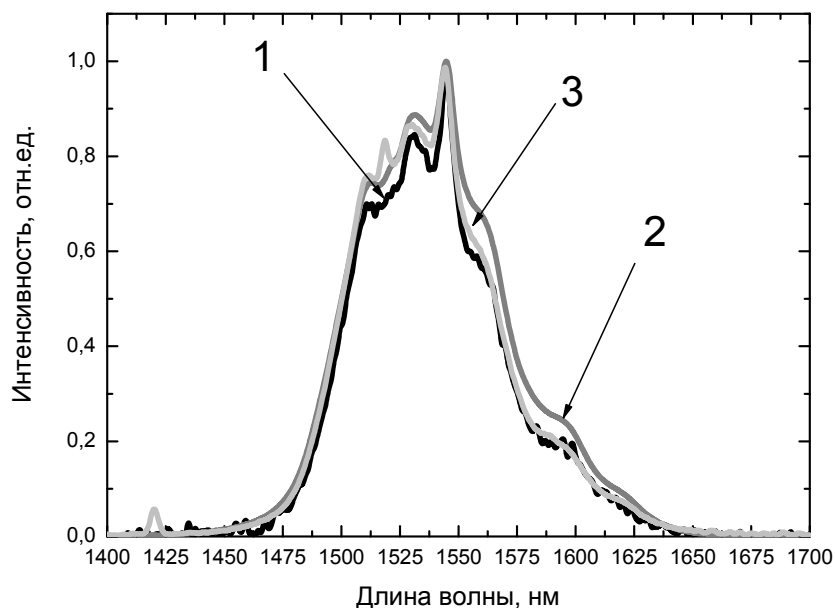


Рис. 6. Спектры люминесценции ионов эрбия (концентрации ионов в образце – 2 %мол) в диапазоне от 1400 до 1700 нм (необработанный образец – кривая 1, обработанный образец 4 часа – кривая 2, обработанный образец 12 часов – 3

На рис. 7 показаны нормированные по максимуму спектры люминесценции образцов с разной концентрацией эрбия, подвергнутых одинаковой термообработке (4 часа). Образец с наименьшей концентрацией (0,5 %мол) имеет наиболее выраженную штарковскую структуру в спектре люминесценции, характерную для спектров кристаллов. В спектре люминесценции для образца с высокой концентрацией (2 %мол) штарковская структура практически не просматривается, и спектр похож на спектр стекла.

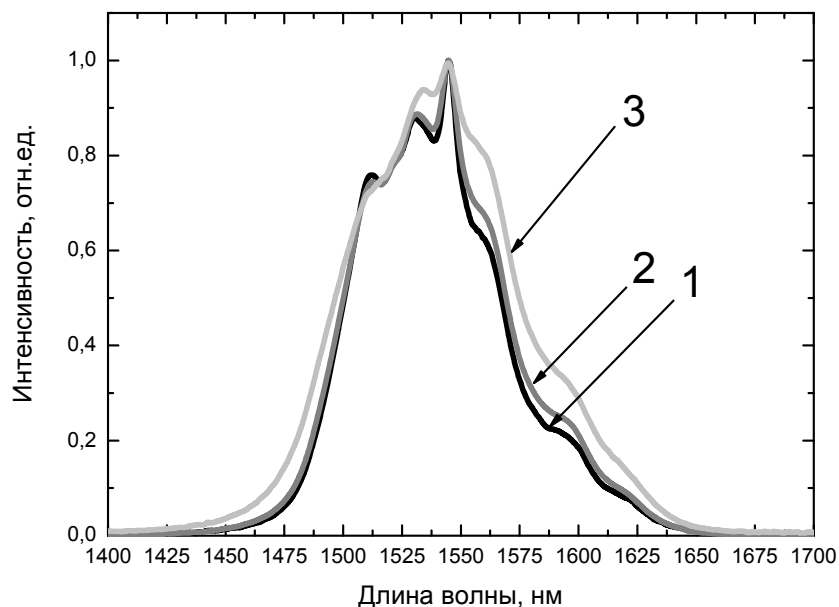


Рис. 7. Спектры люминесценции образцов с разной концентрацией эрбия (0,5 %мол – кривая 1, 1 %мол – кривая 2, 2 %мол – кривая 3), подвергнутых одинаковой термообработке (4 часа)

В ходе работы была измерена кинетика затухания люминесценции для основного лазерного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (рис. 8). Термообработка приводит к снижению време-

ни жизни люминесценции образцов. Это объясняется тем, что во фторидном окружении время жизни снижено по сравнению с кислородным.

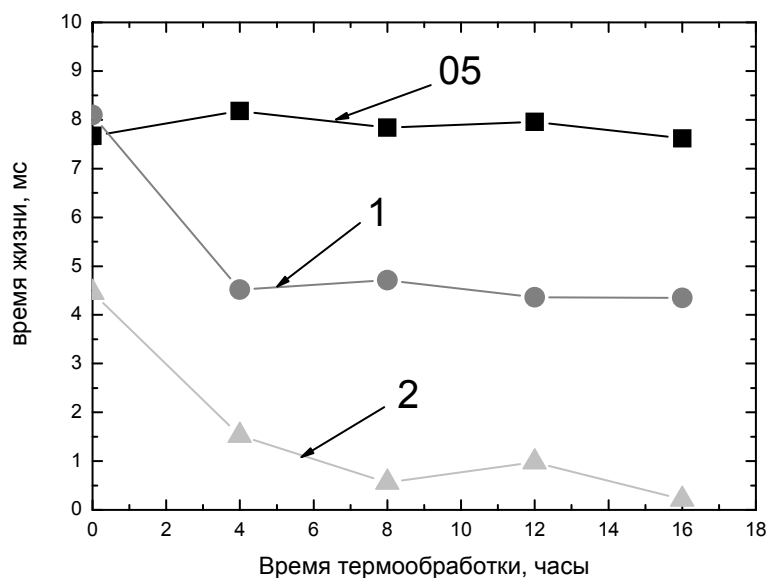


Рис. 8. Кинетика затухания люминесценции для образцов с различными (0,5 %мол – кривая 1, 1 %мол – кривая 2, 2 %мол – кривая 3) концентрациями для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$

Оценка интенсивности люминесценции перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ также показала, что в образцах с большей концентрацией эрбия (1 и 2 %мол) интенсивность люминесценции падает в процессе термообработки (рис. 9). При этом в образце с наименьшей концентрацией (0,5 %мол) интенсивность возрастает с увеличением времени термообработки по мере вхождения ионов эрбия в кристаллическую фазу.

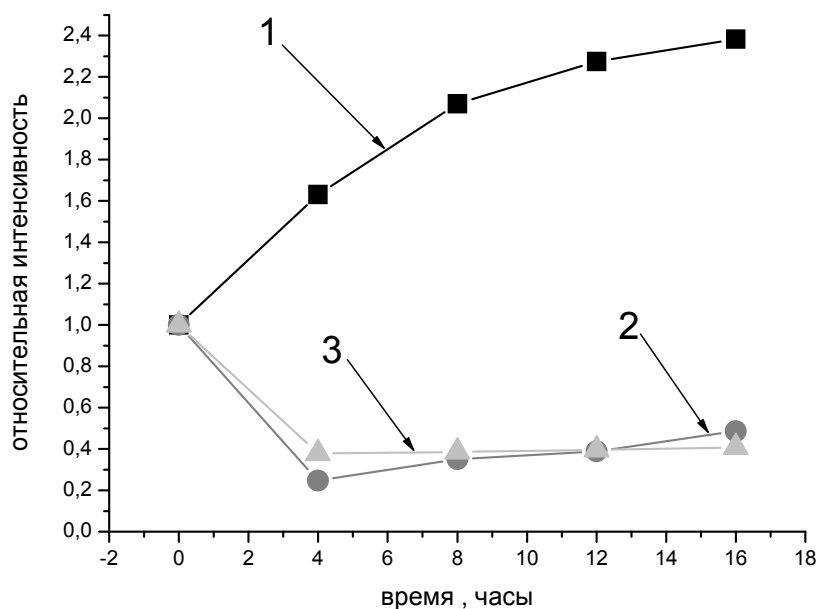


Рис. 9. Интенсивность люминесценции при переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ для образцов с различными концентрациями (0,5 %мол – кривая 1, 1 %мол – кривая 2, 2 %мол – кривая 3)

Заключение

В работе исследовано изменение спектров поглощения и люминесценции наностеклокерамики, активированной ионами эрбия, в результате термообработки (увеличения размера и объемной доли кристаллической фазы). На основании исследования спектрально-люминесцентных свойств и рентгенофазового анализа установлено, что ионы эрбия входят в кристаллическую фазу, и сделаны выводы о перспективности использования разработанной стеклокерамики для создания лазеров и волоконных усилителей света на 1,5 мкм.

Литература

1. Daqin Chen, Yuansheng Wang, Yunlong Yu, En Ma, Feng Bao, Zhongjian Hu, Yau Cheng. Influences of Er³⁺ content on structure and upconversion emission of oxyfluoride glass ceramics containing CaF₂ nanocrystals // *Materials Chemistry and Physics*. – 2006. – №95. – P.264–269.
2. S. Tanabe, K. Hirao, T. Soga. Upconversion fluorescences of TeO₂- and Ga₂O₃-based oxide glasses containing Er³⁺ // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 1990. – №122. – P.79–82.
3. M. Tsuda, K. Soga, H. Inoue, S. Inoue, A. Makishima. Upconversion mechanism in Er³⁺-doped fluorozirconate glasses under 800 nm excitation // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – №85. – P. 29–37.
4. Z. Pan, A. Ueda, M. Haes, R. Mu, S.H. Morgan. Studies of Er³⁺-doped germanate-oxyfluoride and tellurium-germanate-oxyfluoride transparent glass-ceramics // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2006. – №352. – P. 801–806.
5. G. Dantella, M. Mortier, G.Patriarche, D.Vivien. Er³⁺-doped PbF₂: Comparison between nanocrystals in glass-ceramics and bulk single crystals // *Journal of Solid State Chemistry*. – 2006. – №179. – P. 1995–2003.
6. V.K. Tikhomirov, V.D. Rodrigues, J. Mendes-Ramos, P. Nunez, A.B. Seddon. Comparative spectroscopy of (ErF₃)(PbF₂) alloys and Er³⁺-doped oxyfluoride glass-ceramics // *Optical Materials*. – 2004. – №27. – P. 543–547.
7. Xvsheng Qiao, Xianping Fan, Jin Wang, Minquan Wang. Luminescence behavior of Er³⁺-ions in glass-ceramics containing CaF₂ nanocrystals // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2005. – №351. – P. 357–363.
8. Daqin Chen, Yuansheng Wang, Yunlong Yu, En Ma. Improvement of Er³⁺-emissions in oxyfluoride glass ceramic nano-composite by thermal treatment // *Journal of Solid State Chemistry*. – 2006. – №179. – P. 1445–1452.
9. Yuki Kishi, Setsuhisa Tanaba. Infrared-to-visible upconversion of rare-earth doped glass ceramics containing CaF₂ crystals // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2006. – №4. – P. 842–844.
10. Zhongjian Hu, Yuansheng Wang. Crystallization and spectroscopic properties investigations of Er³⁺-doped transparent glass ceramics containing CaF₂ // *Material Research Bulletin*. – 2006. – №41. – P. 217–224.
11. P.A. Tick, N.F. Borelli, L.K. Cornelius, M.A. Newhouse. Transparent glass ceramics for 1300 nm amplifier applications // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – №78 (11). – P. 6367–6374.
12. M.J. Dejneka. Transparent Oxyfluoride Glass Ceramics // *Materials Research Bulletin*. – 1998. – №33 (11). – P. 1657–1662.
13. Zhongjian Hu, Yuansheng Wang, Feng Bao, Wenqin Luo. Crystallization behavior and microstructure investigations on LaF₃ containing oxyfluoride glass ceramics // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2005. – №351. – P. 722–728.

ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТЕ-ТИПА

Ю.С. Дементьева, Р.В. Дюкин

Научный руководитель – к.ф.-м.н. доцент Г.Д. Шандыбина

Консультант – к.ф.-м.н. Г.А. Марциновский

Обсуждается возможность возбуждения и распространения поверхностных электромагнитных волн ТЕ-типа при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с поверхностью кремния. Показано, что диффузия неравновесных носителей в глубь материала, а также эмиссия «горячих» электронов с поверхности способствуют образованию слоистой структуры показателя преломления по глубине полупроводника и возникновению условий для возбуждения волноводных мод.

Введение

Поверхностные электромагнитные возбуждения (ПЭВ) являются определяющими в целом ряде физических эффектов и связанных с ними приложений: фотонные структуры на основе плазмонов [1–2]; аномальное пропускание света сквозь периодические массивы отверстий в металлическом экране [3–4]; увеличение разрешения в микроскопии, локальное усиление поля в зондовой микроскопии [5–6] и т.д. Практические перспективы применения ПЭВ связаны также с возможностью модификации морфологии и структуры поверхности металлов и полупроводников, в том числе путем формирования упорядоченных микро-, наноструктур [7].

В докладе предлагается к обсуждению возможность возбуждения и распространения поверхностных электромагнитных волн ТЕ-типа при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с поверхностью кремния. Для качественной иллюстрации особенностей распределения концентрации неравновесных носителей и их влияния на условия возбуждения поверхностных электромагнитных волн рассматривается простейший случай, когда пренебрегается температурной зависимостью оптических и теплофизических коэффициентов и учитывается только линейное поглощение света, интенсивность которого экспоненциально убывает с глубиной. Основное внимание в рассматриваемой модели уделено влиянию на распределение концентрации неравновесных электронов эмиссии «горячих» электронов с поверхности полупроводника.

Экспериментальные результаты

В докладе использованы экспериментальные результаты, полученные в работах [8–9]. Полированные пластины монокристаллического кремния облучались импульсами, генерируемыми хром-форстеритовой лазерной системой ($\lambda=1,25$ мкм). Длительность импульсов на выходе из системы составляла 80 фс, частота следования – 10 Гц, плотность энергии линейно поляризованного излучения варьировалась в диапазоне $(0,5-2)\times 10^4$ Дж/м². Время облучения составляло 1–2 мин (300–1200 импульсов). Все эксперименты проводились на воздухе при комнатной температуре и нормальном падении сфокусированного луча на образец.

Облученные образцы исследовались с применением стандартных методов растровой электронной микроскопии (РЭМ), генерации третьей гармоники, измерялись их фотолюминесцентные спектры и спектры комбинационного рассеяния.

Основным экспериментальным результатом явилось формирование лазероиндуцированного рельефа на поверхности кремния с периодом, близким к длине волны лазерного излучения. При плотностях светового потока $(0,5-1)\times 10^4$ Дж/м² поверхностные периодические структуры (ППС) были ориентированы перпендикулярно проекции электрического вектора поляризации (см. рис. 1).

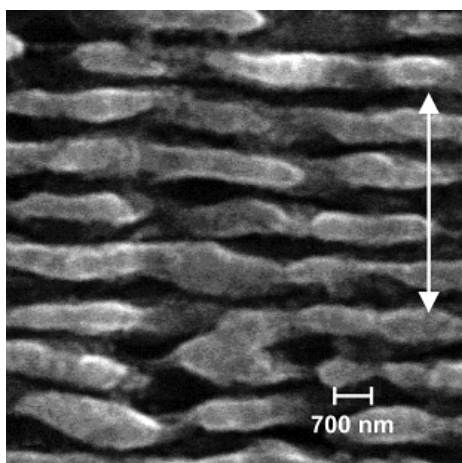


Рис. 1. РЭМ изображение поверхности кремния, облученного 1200 импульсами с плотностью энергии 10^4 Дж/м². Стрелка указывает направление поляризации лазерного излучения

При увеличении интенсивности лазерного излучения примерно в два раза наблюдалось формирование ППС, ориентированных параллельно вектору поляризации лазерного луча. При малом числе импульсов эти структуры были нечетки, а их образование нестабильно (см. рис. 2).

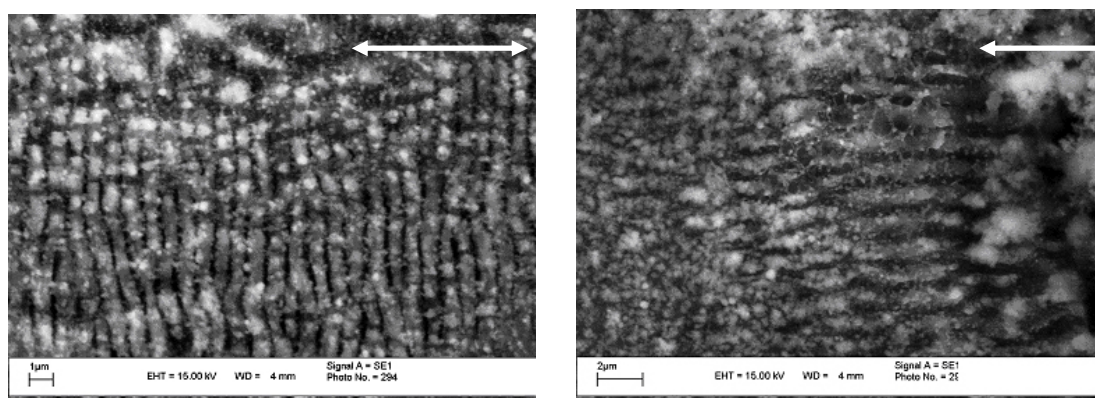


Рис. 2. РЭМ изображение поверхности облученного образца <100> после воздействия 300 импульсами: плотность энергии $\sim 10^4$ Дж/м² (слева) и $\sim 2 \cdot 10^4$ Дж/м² (справа)

С ростом числа импульсов наблюдалось образование четких структур с ориентацией вдоль вектора поляризации и периодом, в 2–3 раза превышающим длину волны падающего излучения (см. рис. 3).

При превышении плотностью потока значения $2 \cdot 10^4$ Дж/м² происходило разрушение сформированных микроструктур.

Полученные экспериментальные результаты говорят о поляритонно-волноводном механизме микроструктурирования поверхности кремния, суть которого состоит в том, что в процессе лазерного импульса происходит частичное преобразование падающего излучения в поверхностную электромагнитную моду на «резонансных» решетках случайного поверхностного рельефа; интерференция падающего излучения и поверхностной моды; пространственно промодулированный разогрев кристаллической решетки твердого тела после окончания импульса и вызванное им изменение высоты резонансного рельефа в результате физико-химических процессов на поверхности. Различная

ориентация полученных структур свидетельствует о возбуждении электромагнитных мод различных типов.

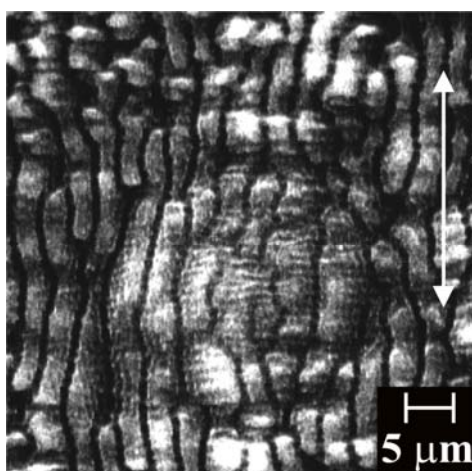


Рис. 3. РЭМ изображение поверхности кремния, облученного 1200 импульсами с плотностью энергии $2 \cdot 10^4$ Дж/м². Стрелка указывает направление поляризации лазерного излучения

Особенностью фемтосекундного воздействия является то, что возбуждение ПЭВ происходит при холодной кристаллической решетке. Если формирование ППС, ориентированных перпендикулярно вектору поляризации, связано с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов [10], то структуры, параллельные вектору поляризации, на поверхности кремния ранее не наблюдались, и их образование требует специального анализа.

Модельное представление

Возникновение ППС на металлах, ориентированных параллельно вектору поляризации, обычно связывают с возбуждением волноводных мод в диэлектрическом слое на поверхности металла. В качестве такого слоя может выступать слой окисла.

Волноводные моды – это поверхностные электромагнитные волны ТЕ-типа. Для возбуждения волноводной моды диэлектрические проницаемости двух сред могут быть одного знака, но необходимо наличие слоистой структуры, в которой показатели преломления образовавшихся слоев определены неравенством $n_2 > n_3 > n_1$ либо на поверхности металла присутствует диэлектрик и $n_2 > n_1$ (рис. 4).

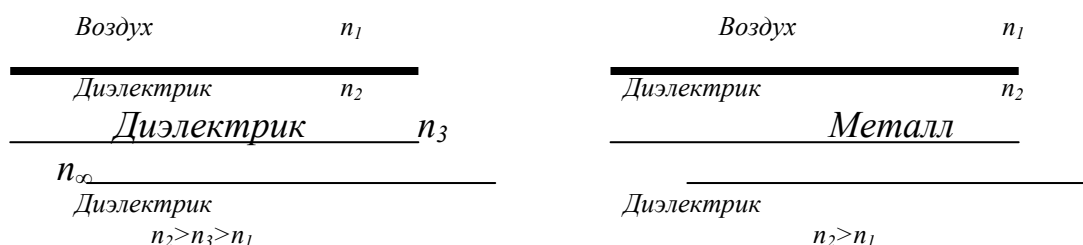


Рис. 4. Слоистые структуры, в которых могут возбуждаться волноводные моды

Строгий анализ динамики распределения неравновесных носителей в течение действия фемтосекундного импульса требует решения соответствующих кинетических уравнений для переменной во времени функции распределения неравновесных носите-

лей по энергиям. В то же время, для модельного представления можно использовать диффузионное приближение, когда неравновесные носители независимо от их энергии описываются общей интегральной концентрацией $n(z,t)$, (в дальнейшем будем рассматривать изменение концентрации неравновесных электронов). В данной модели мы пренебрегаем процессами разогрева решетки и рекомбинацией неравновесных носителей, так как соответствующие характерные времена этих процессов существенно превышают длительность импульса.

Для качественной иллюстрации особенностей распределения концентрации неравновесных носителей и их влияния на условия возбуждения поверхностных электромагнитных волн можно ограничиться простейшим случаем, когда мы пренебрегаем температурной зависимостью коэффициентов и учитываем только линейное поглощение света, интенсивность которого экспоненциально убывает с глубиной. Основное внимание в рассматриваемой модели уделено влиянию на распределение концентрации неравновесных электронов эмиссии «горячих» электронов с поверхности полупроводника:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} = \frac{J}{\delta} \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) - \frac{n}{\langle \tau_{ee} \rangle}, \quad (1)$$

$$D \frac{\partial n}{\partial z}(0,t) = j_e, \quad (2)$$

где D – коэффициент амбиполярной диффузии; $\langle \tau_{ee} \rangle$ – время межэлектронных столкновений, усредненное по энергии; δ – глубина скин-слоя; α – коэффициент линейного межзонного поглощения; j_e – ток эмиссии горячих электронов, $J = A J_0$, J_0 – плотность потока падающих квантов света, A – поглощательная способность.

Предполагая, что в течение импульса устанавливается некая квазистационарная концентрация неравновесных электронов $N(z)$ мы можем проанализировать в диффузионном приближении ее распределение в глубину, учитывая эмиссию «горячих» электронов $j_e = \beta N$

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - \frac{N}{\langle \tau_{ee} \rangle} = -J \alpha e^{-\alpha z}, \quad (3)$$

$$D \frac{\partial N}{\partial z}(0) = j_e. \quad (4)$$

Решение этого уравнения позволяет проследить квазистационарное распределение концентрации неравновесных носителей в глубину для различных значений эмиссионного тока с поверхности.

Если эмиссия электронов с поверхности крайне мала, распределение концентрации неравновесных носителей монотонно убывает по мере удаления от поверхности вглубь материала (рис. 5).

В этом случае слоистой структуры, необходимой для возбуждения волноводной моды, не образуется. Поверхностный слой кремния металлизуеться, и создаются условия для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, что выражается в образовании ППС, перпендикулярных вектору поляризации лазерного излучения (см. рис. 1).

Решение уравнения (1) с большим коэффициентом эмиссии горячих электронов, приведенное на рис. 6, иллюстрирует совершенно иную картину распределения концентрации неравновесных носителей. Появляется максимум концентрации неравновесных электронов, который смещается в глубину по мере увеличения тока эмиссии. Глубина залегания максимального значения при данных параметрах составляет десятки доли микрона. Образуется слоистая структура, необходимая для возбуждения волноводной моды ТЕ-типа. При этом происходит частичная металлизация полупроводника.

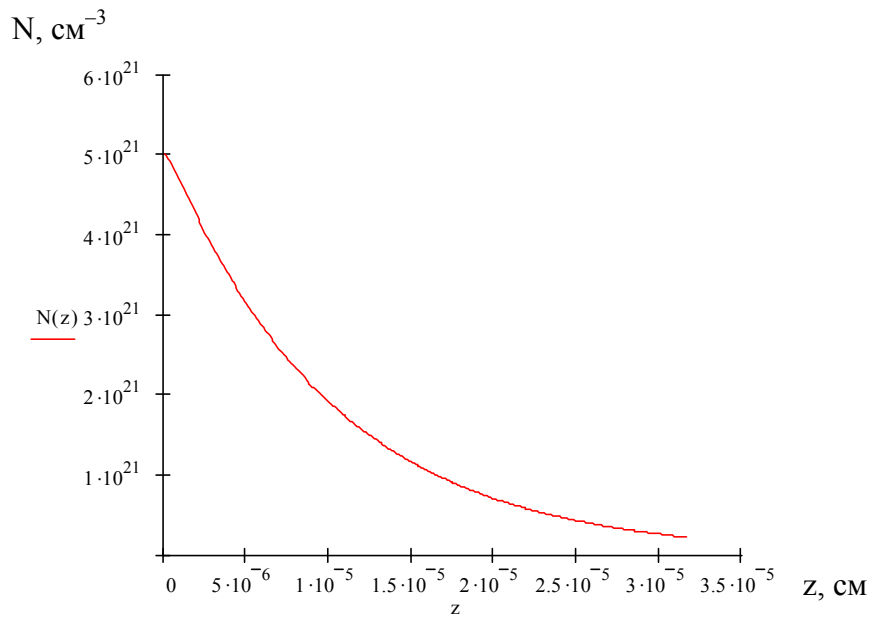


Рис. 5. Распределение концентрации неравновесных носителей при крайне малых токах эмиссии: $\beta = 10^{-5} \text{ м/с}$; $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$; $\omega_p = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $D = 10^{-2} \text{ м}^2 / \text{с}$;

$$\langle \tau_{ee} \rangle = 10^{-14} \text{ с}; J_0 = 1,03 \cdot 10^{36} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}; A = 0,05; \alpha = 1/\delta = 10^7 \text{ м}^{-1}$$

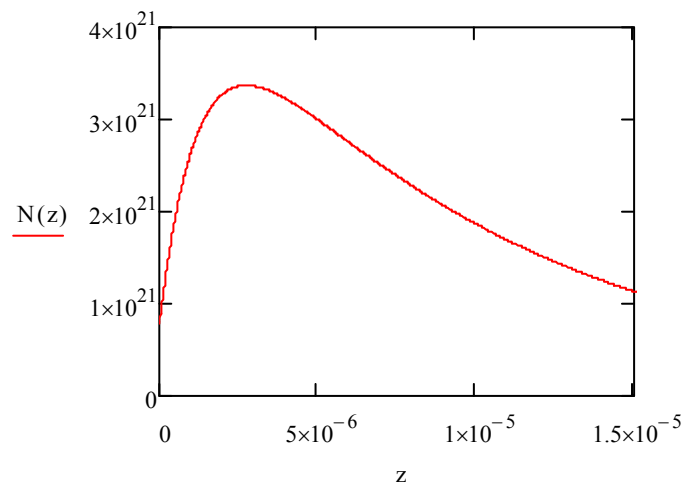


Рис. 6. Распределение концентрации неравновесных носителей при $\beta = 3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$; $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$; $\omega_p = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; $D = 80 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\langle \tau_{ee} \rangle = 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$; $J_0 = 5 \cdot 10^{35} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$;

$$A = 0,05; \alpha = 1/\delta = 10^7 \text{ м}^{-1}$$

С ростом тока эмиссии максимальное значение концентрации электронов смещается под поверхность полупроводника и составляет $\sim (0,03-0,04)$ мкм.

Учет эмиссии горячих электронов способствует созданию во время действия фемтосекундного импульса оптически слоистой структуры, в которой непосредственно на поверхности величина диэлектрической проницаемости остается положительной, а ниже образуется металлизированный слой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (см. рис. 7).

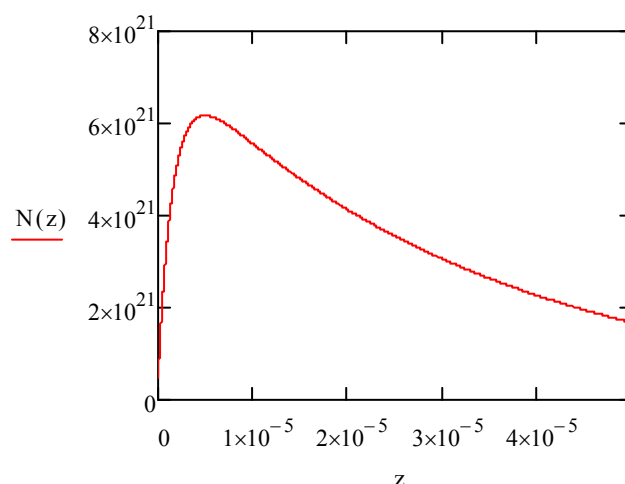


Рис. 7. Распределение концентрации неравновесных носителей при: $\beta=9 \cdot 10^6$ м/с; $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с; $\omega_p = 1.5 \cdot 10^{15}$ с⁻¹; $J_0=2 \cdot 10^{36}$ м⁻²с⁻¹; $\langle \tau_{ee} \rangle = 2.5 \cdot 10^{-14}$ с; $D=10^{-2}$ м²/с; $A=0,05$; $\alpha=1/\delta=0.3 \cdot 10^7$ м⁻¹

Для возбуждения волноводной моды необходимо, чтобы толщина диэлектрического слоя на поверхности металла превышала определенную величину [11]

$$h_{\min} \approx \frac{\lambda}{4\sqrt{n_2^2 - n_1^2}}, \quad (5)$$

где в нашем случае n_1 и n_2 – показатель преломления воздуха и эффективный показатель преломления, соответственно. В предположении, что все неравновесные электроны мгновенно покидают поверхность, так что их концентрация на поверхности пренебрежимо мала, для $\lambda = 1,25$ мкм, $n_1 = 1$, $n_2 = 3,5$ получаем $h_{\min} \approx 0,09$ мкм. Для слоистой структуры типа $n_2 > n_3 > n_1$,

$$h_{\min} \approx \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_2^2 - n_3^2}} \arccos \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_1^2}}, \quad (6)$$

$n_1 = 1$, $n_2 = 3,5$, $n_3 = 2$ оказывается $h_{\min} \approx 0,04$ мкм. Сравнивая оценочные расчеты по выражениям (5) и (6), можно сказать, что возбуждение волноводной моды в слоистой структуре второго типа более вероятно. Таким образом, учет эмиссии горячих электронов с поверхности твердого тела при фемтосекундном облучении позволяет объяснить возбуждение волноводной моды ТЕ-типа, участвующей в образовании поверхностных периодических структур, параллельных вектору поляризации лазерного излучения.

Заключение

Рассмотренное модельное приближение показало, что диффузия неравновесных носителей вглубь материала, а также эмиссия «горячих» электронов с поверхности способствуют образованию слоистой структуры диэлектрической проницаемости по глубине. Возникают условия для возбуждения волноводной моды. Обнаруженные на кремнии поверхностные структуры, параллельные вектору поляризации лазерного излучения, связаны с возбуждением волноводной моды и свидетельствуют о важной роли электрофизических явлений для фемтосекундного диапазона длительностей импульсов.

Литература

1. Bozhevolnyi S., Ierland J., Leosson K., Skovgaard P. M.W. , Hvam J. M. Waveguiding in surface plasmon polariton band gap structures // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.86. – P. 3008–3011.
2. Ditlbacher H., Krenn J. R., Schider G., Leitner A., Aussenegg F.R. Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Т. 81. – P. 1762–1764.
3. Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi. H.F., Thio T., Wolff P.A. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature.* – 1998. – V. 391. – P. 667–669.
4. Barnes W.L., Murray W.A., Dintinger J., Devaux E., and Ebbesen T.W. Surface Plasmon Polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of sub-wavelength holes in a metal film // *Phys.Rev.Lett.* – 2004. – V.92. – №10. – P.7401–7404.
5. Pendry J.B. Negative refraction makes a perfect lens // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V.85. – P. 3966–3969.
6. Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. Nano-optics of surface Plasmon polaritons // *Phys. Rep.* – 2005. – V.408. – P. 131.
7. Costache F., Kouteva-Arguirova S., Reif J. Sub-damage-threshold femtosecond laser ablation from crystalline silicon: surface nanostructures and phase transformation // *Appl. Phys. A.* – 2004. – V.79. – P 1429–1432.
8. Заботнов С.В., Остапенко И.А., Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров В.К., Шандыбина Г.Д. Генерация третьей гармоники от поверхности кремния, структурированной фемтосекундными лазерными импульсами. // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 35. – №10. – С. 943–946.
9. Остапенко И.А., Заботнов С.В, Шандыбина Г.Д., Головань Л.А., Червяков А.В., Рябчиков Ю.В., Яковлев В.В., Тимошенко В.Ю., Кашкаров В.К. Микро – и наноструктурирование поверхности кристаллического кремния под действием фемтосекундных лазерных импульсов. // *Известия РАН: – Серия физическая.* – 2006. – Т. 70. – №9. – С. 1315–1317.
10. Bonch-Bruevich A.M., Libenson M.N. *Nonlinear Electromagnetic Surface Phenomena.* Ed. by H.-E. Ponath, and G.I. Stegeman. Elsevier Science Publishers B.V., North Holland, The Netherlands, 1991. ch.10. P. 561–609.
11. Либенсон М.Н. Лазерно-индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние. СПб.: Наука, 2007. – 423 с.

СОРБЦИЯ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ ПОЛИМЕРНЫМИ КОМПОЗИТАМИ

И.Ю. Зацепин (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)), В.С. Соловьев
Научный руководитель – к.т.н., доцент М.В. Успенская

Рассмотрена сорбция ионов металлов полимерными композициями. Показано влияние концентрации наполнителя на время начала гелеобразования.

Введение

Акрилатные полимеры достаточно широко используются в качестве абсорбентов различных водных растворов, в частности, растворов солей моно- и поливалентных металлов, что делает возможным их применение в качестве основы материалов, используемых при очистке сточных и промышленных вод. Но используемые полимерные материалы обладают существенным недостатком – низкой прочностью. Для устранения этого недостатка в полимерную матрицу вводят различные наполнители, например, бентониты. Бентониты представляют собой глиноподобные материалы, которые используются для приготовления буровых растворов и в виноделии в качестве осветителей, и как сорбент для очистки сточных вод [1].

Поэтому изучение закономерностей синтеза полимерной композиции на основе акриловых производных и бентонитов в качестве модификаторов является актуальным. Целью данной работы являлось исследование зависимости времени начала гелеобразования от концентрации наполнителя.

Экспериментальная часть

В ходе работы были получены полимерные композиции с бентонитами в качестве наполнителя. Композиционный материал может сорбировать не только воду, но и ионы тяжелых металлов. Синтез таких полимерных композиций и исследование их абсорбционных свойств в водных растворах ионов тяжелых металлов и является целью данной работы.

В качестве полимерной матрицы использовались акрилатные композиции на основе сшитых полимеров, а в качестве наполнителя – Na-Ca бентонит. Композиции были синтезированы путем радикальной полимеризации в водных средах при температуре 20–60°C. В качестве основы для полимерной матрицы были использованы мономеры: акриловая кислота и акриламид в соотношении 70 масс.% кислоты – 30 масс.% акриламида. В качестве инициатора была использована система персульфат аммония – тетраметилэтилендиамин, а N,N' – метиленбисакриламид в качестве сшивающего агента. Степень нейтрализации акриловой кислоты составляла $\alpha=0,9$. Полимеризацию проводили при начальной концентрации мономеров 30 масс.% и концентрации сшивающего агента – 0,3 масс.%. Время синтеза композиций в водной среде 0,5–5 ч.

Обсуждение результатов

В ходе работы были получены полимерные минералсодержащие композиции и исследовано влияние условий синтеза на время начала гелеобразования. Поскольку получение композиций методом свободно-радикальной полимеризации представляло собой одностадийный процесс, то влияние наполнителя существенным образом сказывалось на закономерности протекания реакции.

Введение наполнителя приводит к увеличению удельной поверхности, что свидетельствует об уменьшении плотности упаковки, и, следовательно, о сильном влиянии

наполнителя на процессы структурообразования и на свойства полученных образцов [2]. При формировании трехмерной сетки полимера процесс полимеризации в присутствии наполнителей протекает несколько иначе, чем при гомофазном процессе. Наличие сильно развитой поверхности наполнителя приводит к возрастанию скорости обрыва реакционных цепей на поверхности наполнителя, в результате чего густота сетки уменьшается, и сетка становится более дефектной [3].

В работе [4] показано, что при радикальной полимеризации на твердых носителях изменяется «истинная» реакционная способность мономеров и макрорадикалов за счет комплексообразования с адсорбционными центрами поверхности, что приводит к резкому понижению скорости реакции в адсорбированных слоях по сравнению с полимеризацией, протекающей в массе. Эти закономерности наблюдались и в нашем случае.

Результаты проведенных экспериментов, влияния концентрации минералсодержащего наполнителя на время начала гелеобразования приведены в табл. 1.

Концентрация бентонита, масс.%	Время начала гелеобразования, мин
0	8
10	23
20	31
30	39
40	46
50	52
60	59

Таблица 1. Влияние концентрации наполнителя на время начала гелеобразования

Из табл. 1 видно, что при увеличении количества наполнителя в реакционной смеси время начала гелеобразования закономерно увеличивается, что объясняется тем, что бентонит значительно влияет на реакционную способность мономеров, уменьшая подвижность макрорадикалов в адсорбционном слое, выступает в роли ингибитора процесса, снижая скорость полимеризации на начальной стадии процесса.

В данном случае время начала гелеобразования определяет не время начала полимеризации, которая на самом деле начинается практически сразу после введения инициатора, а момент времени, когда увеличение вязкости реакционной массы за счет образования полимера превышает ее уменьшение вследствие снижения концентрации мономера.

Заключение

Получены композиции на основе бентонита и акриловых сополимеров. Выявлена зависимость влияния концентрации наполнителя в реакционной смеси на время начала гелеобразования: с увеличением бентонита в полимерной матрице увеличивается время начала гелеобразования. Приведенные результаты демонстрируют, что гетерогенность оказывает значительное влияние на механизм иницирования и кинетику полимеризации.

Литература

1. Способ обработки сусел и виноматериалов бентонитами: Пат 2221016 Россия НПК⁷С12Н1/02. Кубан. гос. технол. ун-т. Соколов Э.М. Стафионов И.К., Мишин М.В., Таланян О.Р. N2002114321/13. Заявл 31.05.2002. Опублик. 20.02.2004.
2. Успенская М.В., Сиротинкин Н.В., Горский В.А., Голощаров Ю.Г. Упрочнение тетразолилакрилатных гидрогелей фуллеренами // Пластмассы со специальными свой-

ствами: технологии и применение: Межвузовский сборник научных трудов. – СПб – 2004. – С. 77–78.

3. Козлов Г.В., Липатов Ю.С. Структурный аспект межфазной адгезии в дисперсно–наполненных полимерах // Вопр. химии и хим. технологии. – 2002. – №3. – С. 65–67.
4. Брук М.А., Павлова Л.В., Кондратьева М.В. Реакционная способность мономеров и макрорадикалов при радикальной полимеризации на твердых поверхностях // Высокомол. соедин. – 1996. – Т. 38. – № 12. – Сер. А. – С. 1948–1955.

ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТЕКЛОКЕРАМИК, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ

Е.В. Цыганкова

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Н.В. Никоноров

Разработана многофункциональная наностеклокерамика (НСК) на основе фото-термо-рефрактивного стекла. Исследованы фото-термо-рефрактивные свойства НСК, активированной ионами лантана, эрбия и иттербия. Показано, что введение лазерных активаторов иттербия и эрбия в НСК не ухудшает ее фоточувствительные и сохраняет фоторефрактивные свойства.

Введение

Оптические многофункциональные материалы – это новые оптические среды, которые направлены на миниатюризацию и интеграцию элементной базы современной оптики и фотоники. Эти материалы объединяют в себе характеристики нескольких оптических сред (лазерные, фоторефрактивные, ионообменные). Примером такого материала является разработанная нами наностеклокерамика (НСК). НСК представляет собой гетерофазную структуру, где в матрице стекла распределена кристаллическая наноразмерная фаза.

В нашей работе разработана многофункциональная НСК на основе фото-термо-рефрактивного (ФТР) стекла. ФТР-стекло – это фоточувствительный материал, содержащий фоточувствительные сенсibilизаторы – церий и серебро. Воздействие УФ-излучения на ФТР-стекло приводит к возникновению центров кристаллизации, на которых при последующей термообработке образуются нанокристаллы (NaF). Различие в спектрах поглощения и показателях преломления матрицы стекла и нанокристаллической фазы используется для записи эффективных объемных фазовых голограмм [1]. Матрица стекла допускает легирование материала редкоземельными ионами (например, эрбием, иттербием и т.д.), и, таким образом, материал может обладать свойствами лазерной среды.

В нашей работе были исследованы фото-термо-рефрактивные свойства НСК, активированной ионами лантана, эрбия и иттербия. Показано, что полоса поглощения церия, отвечающая за фоточувствительные свойства материала, не перекрывается с полосами поглощения ионов иттербия и эрбия. Таким образом, введение лазерных активаторов иттербия и эрбия в НСК не ухудшает ее фоточувствительность, при этом сохраняются фоторефрактивные свойства.

Методика эксперимента

Для проведения исследований в работе синтезированы НСК на основе ФТР-стекла системы $\text{Na}_2\text{O} - \text{ZnO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Br} - \text{F} - \text{SiO}_2$ (стекла содержали светочувствительные добавки CeO_2 , Ag и Sb_2O_3) с переменным содержанием оксида лантана (1–5 мол.%), оксида эрбия (0,02, 0,1, 0,4 мол.%) и оксида иттербия (2,19 мол.%). НСК синтезировались в кварцевых или платиновых тиглях при температуре 1480°C в воздушной атмосфере. Температура стеклования (T_g) составляла 490–520°C. Образцы толщиной 1 мм в виде полированных плоскопараллельных пластин подвергались облучению УФ и термообработке.

Облучение УФ осуществлялось ртутной лампой высокого давления. Исследования проводились для следующих доз облучения: 10, 100, 1000 и 10000 Дж. Из спектра излучения ртутной лампы интерференционными фильтрами вырезалась область 290–410 нм. Образец облучался через диафрагму диаметром 5 мм. Термообработка проводилась в муфельной печи при следующих температурах: для лантановой НСК – $525 \pm 2^\circ\text{C}$, для эр-

биевой – $515\pm 2^\circ\text{C}$, для иттербиевой – $600\pm 2^\circ\text{C}$ в течение 3 часов. Спектры поглощения измерялись на всех стадиях эксперимента: 1) у исходного стекла, 2) после УФ-облучения исходного стекла, 3) после термической обработки исходного и облученного стекла. Измерение спектров поглощения осуществлялось на спектрофотометре Cary-500 в диапазоне длин волн 200–1000 нм с шагом 1 нм.

Результаты и обсуждение

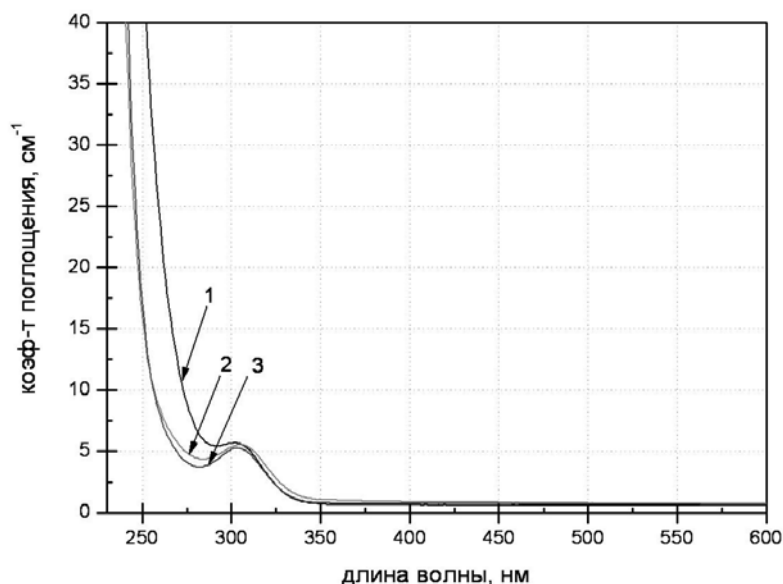


Рис. 1. Спектр поглощения НСК с различным содержанием La_2O_3 (кривая 1 – 0 мол.%, 2 – 1 мол.%, 3 – 5 мол.%)

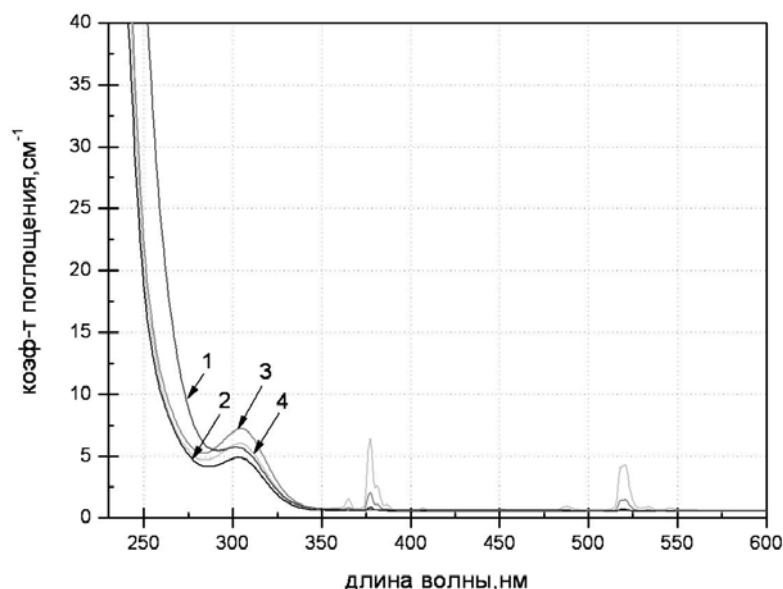


Рис. 2. Спектр поглощения НСК с различным содержанием Er_2O_3 (кривая 1 – 0 мол.%, 2 – 0,02 мол.%, 3 – 0,1 мол.%, 4 – 0,4 мол.%)

На рис. 1–3 представлены спектры поглощения НСК с различным содержанием оксида лантана, эрбия и иттербия соответственно. Из графиков видно, что при введении ионов редких земель край фундаментального поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра. Также следует отметить, что полоса поглощения церия не

перекрывается с полосами поглощения ионов иттербия и эрбия. С увеличением концентрации Er_2O_3 наблюдается увеличение характерных для эрбия пиков поглощения.

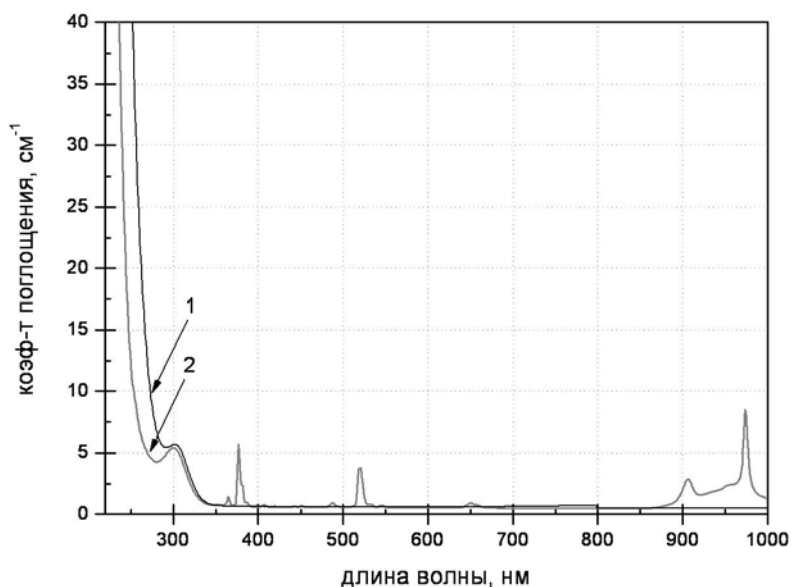


Рис. 3. Спектр поглощения НСК с содержанием Er_2O_3 0,4 мол.% и Yb_2O_3 (кривая 1 – 0 мол.%, 2 – 2,19 мол.%)

Влияние УФ-облучения на спектры поглощения исследуемых образцов представлено на рис. 4–6. Из графиков видно, что при увеличении дозы облучения увеличивается поглощение в области 250–450 нм и сдвигается край фундаментального поглощения в длинноволновую область.

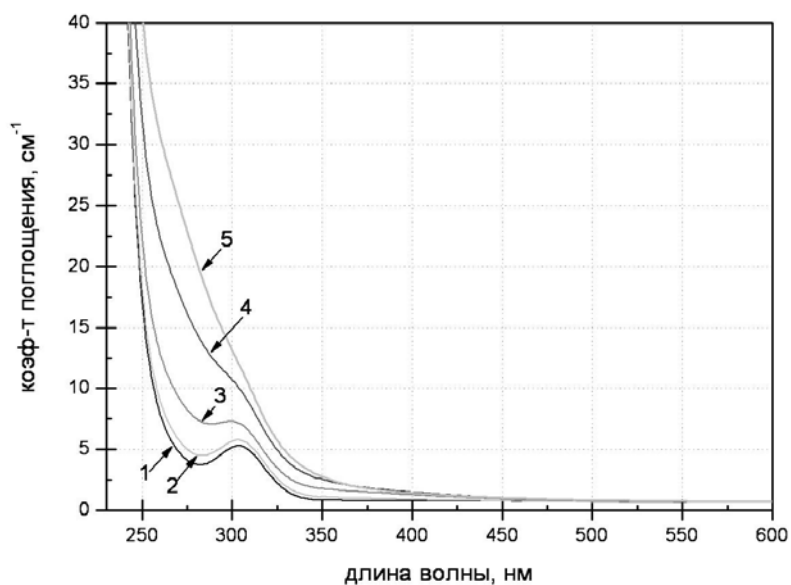


Рис. 4. Спектр поглощения облученной НСК с содержанием La_2O_3 5 мол.% (кривая 1 – необлученный образец, 2 – доза облучения 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 – 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

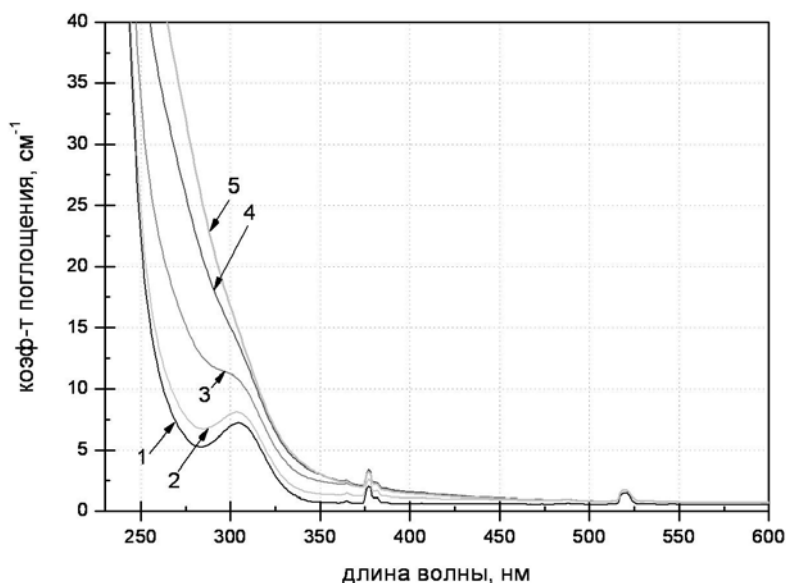


Рис. 5. Спектр поглощения облученной НСК с содержанием Er_2O_3 0,1 мол. % (кривая 1 – необлученный образец, 2 – доза облучения 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 – 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

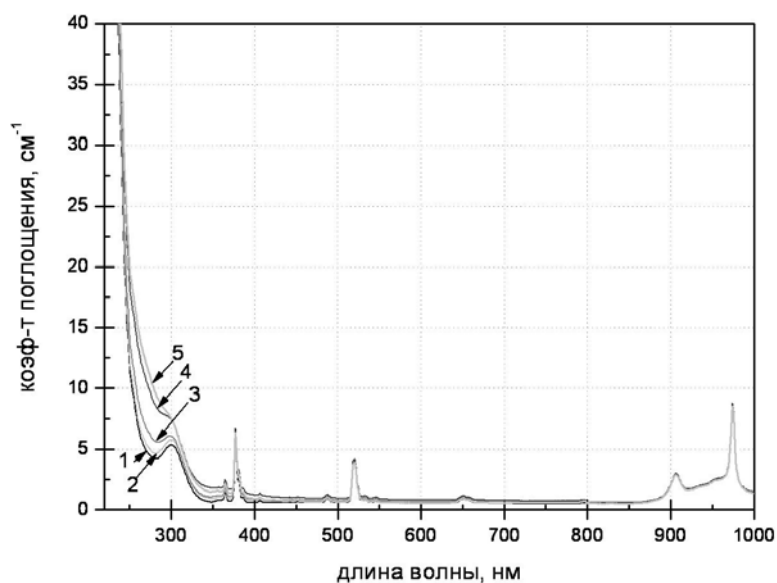


Рис. 6. Спектр поглощения облученной НСК с содержанием Yb_2O_3 2,19 мол. % и Er_2O_3 0,4 мол. % (кривая 1 – необлученный образец, 2 – доза облучения 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 – 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

На рис. 7 в качестве примера приведены спектры добавочного поглощения для НСК, содержащей 0,1 мол. % Er_2O_3 , при разных дозах облучения. Спектры добавочного поглощения представляют собой разность в спектрах между облученным и необлученным стеклом. Анализ этих спектров позволяет увидеть две широкие полосы поглощения в области 270 и 330 нм. С ростом дозы облучения интенсивность полос поглощения возрастает. Появление этих добавочных полос можно связывать с несколькими причинами: ростом полосы поглощения $(\text{Ce}^{3+})^+$ и $(\text{Sb}^+)^-$ в области 270–280 нм и ростом широкой полосы поглощения атомарного серебра с максимумом в районе 405 нм [2].

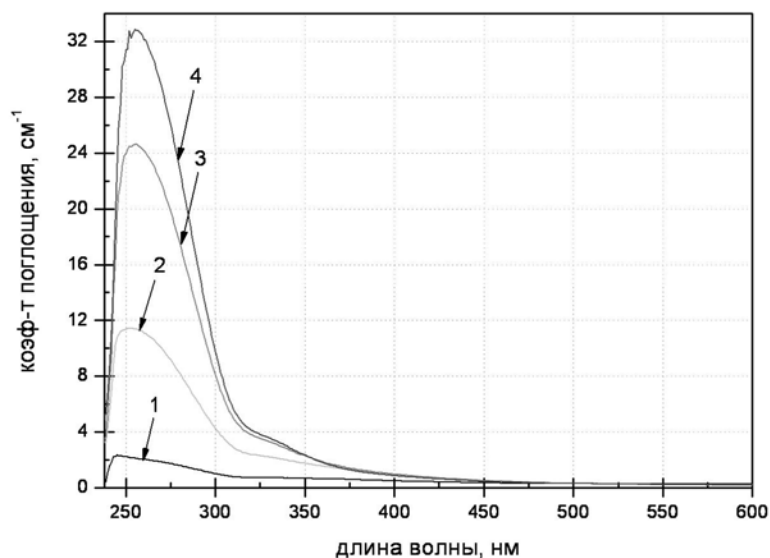


Рис. 7. Спектр добавочного поглощения эрбиевой НСК (Er_2O_3 0,1 мол.%) при различных дозах облучения (кривая 1 – 10 Дж, 2 – 100 Дж, 3 – 1000 Дж, 4 – 10000 Дж)

На рис. 8, 9 приведены спектры поглощения НСК после облучения УФ и последующей термообработки.

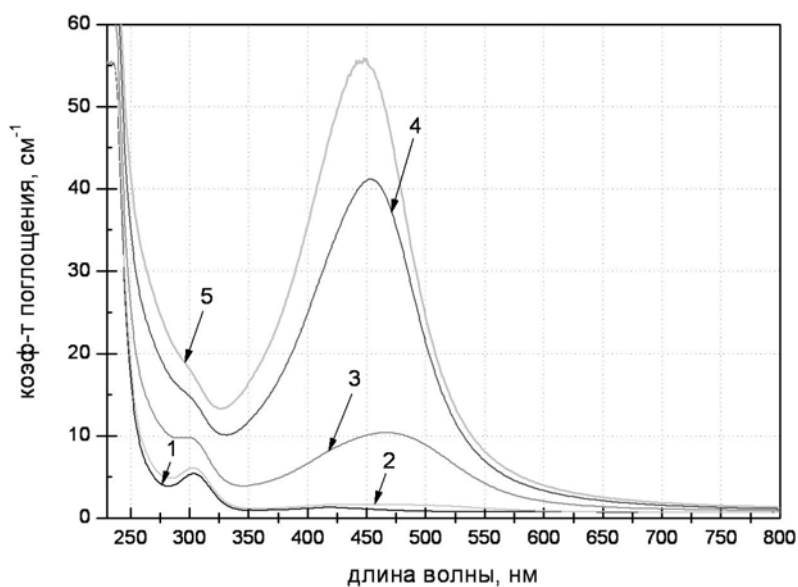


Рис. 8. Спектр поглощения облученной НСК с содержанием La_2O_3 5 мол.% после термообработки 525°C (кривая 1 – необлученный образец, 2 – доза облучения 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 - 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

На рис. 10 представлен спектр добавочного поглощения термообработанной эрбиевой НСК. Для НСК, активированных лантаном и иттербием, наблюдаются аналогичные зависимости. Отчетливо видно уменьшение полосы поглощения на 260 нм и рост полосы около 450 нм.

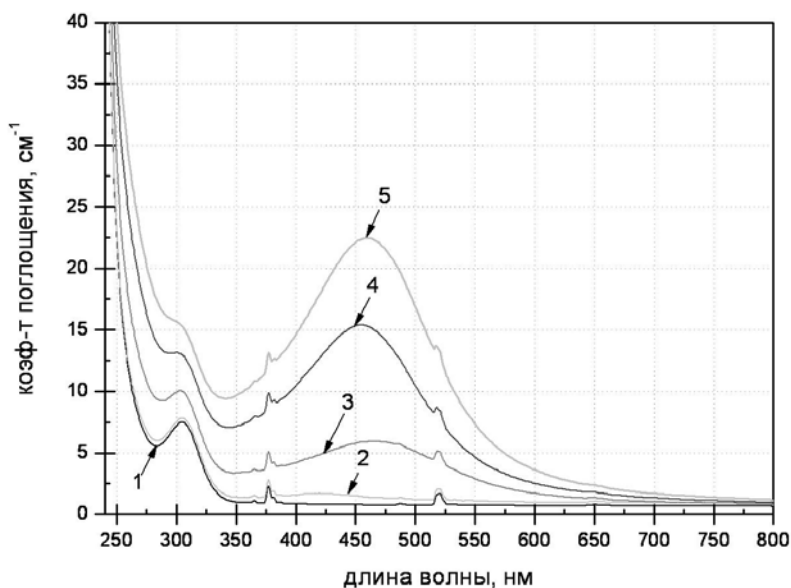


Рис. 9. Спектр поглощения облученной НСК с содержанием Er_2O_3 0,1 мол.% после термообработки 515°C (кривая 1 – необлученный образец, 2 – доза облучения 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 – 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

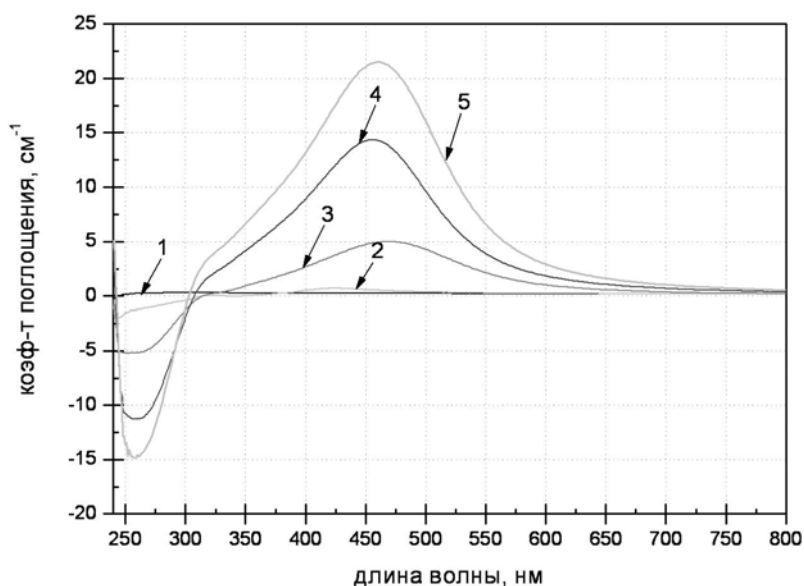


Рис. 10. Спектр добавочного поглощения термообработанной эрбиевой НСК (0,1 мол.% Er_2O_3) при различных дозах облучения (кривая 1 – 0 Дж, 2 – 10 Дж, 3 – 100 Дж, 4 – 1000 Дж, 5 – 10000 Дж)

Анализ графиков показывает, что при термообработке образуется коллоидное серебро с максимумом поглощения в районе 450 нм. Интенсивность этой полосы возрастает с увеличением дозы облучения. Таким образом, введение в состав НСК оксидов лантана, эрбия и иттербия не ухудшило светочувствительность материала. Также следует отметить, что облучение УФ и термообработка не повлияли на интенсивность характерных для редких земель пиков поглощения.

Исследование показателя преломления показало, что введение оксидов редких земель в состав НСК привело к увеличению показателя преломления: для лантановой

НСК прирост показателя преломления составил 113×10^{-4} , для эрбиевой НСК – 21×10^{-4} , для иттербиевой НСК – 18×10^{-4} .

Заключение

Синтезированы НСК, активированные ионами редких земель. Показано, что введение лазерных активаторов иттербия и эрбия в НСК не ухудшает ее фоточувствительность с сохранением фоторефрактивных свойств.

Литература

1. Stookey S.D., Beat G.K., Pierson J.E. Full-color photosensitive glass I J. // Appl. Phys. – 1978. – V. 49. – №10. – P. 5114–5123.
2. Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Туниманова И.В., Чухарев А.В. Влияние состава стекла на изменение показателя преломления при фототермоиндуцированной кристаллизации // Физ. и хим. стекла. – 2001. – Т.27. – № 3. – С. 365–376.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО РАСПЛАВА

Д.В. Ильин

Научный руководитель – д.т.н., профессор Е.Б. Яковлев

Рассмотрен процесс кристаллизации металла. Предложена гипотеза, объясняющая механизм образования «выступов» на поверхности металла после короткого лазерного воздействия.

Введение

Экспериментально было установлено, что после лазерного плавления металла на его поверхности образуются «выступы». Происходит это не всегда, количество «выступов» может быть самым различным. Механизм образования таких «выступов» пока не ясен. В работе предложен механизм их образования, основанный на вакансионной модели плавления.

Вакансионная модель плавления

Данная гипотеза механизма образования «выступов» основана на модели структуры расплава металлов «жидкость–деформированный вакансиями кристалл» (ЖДВК) [1], сформулированной, в свою очередь, на основе вакансионной модели плавления Френкеля. В своих работах [2, 3] Я.И. Френкель пришел к выводу о том, что различие между жидким (аморфным) и кристаллическим состояниями обусловлено не качественными, а чисто количественными характеристиками. Поэтому кристалл и жидкость можно рассматривать как предельные состояния одной и той же конденсированной фазы. Основные положения модели плавления, основанной на анализе изменения концентрации вакансий, предложены Френкелем. Их можно сформулировать следующим образом:

- явление плавления связано с резким увеличением числа вакансий в кристалле при увеличении температуры, для объяснения которого необходимо учитывать уменьшение энергии образования вакансий при росте их концентрации;
- с увеличением концентрации вакансий связана скрытая теплота плавления и изменение объема при плавлении;
- увеличение концентрации вакансий происходит за счет их диффузии с поверхности, поэтому плавление происходит с поверхности.

Таким образом, основное отличие модели ЖДВК от других моделей (механические, колебательные модели плавления) состоит в статистическом учете взаимодействия вакансий. Согласно модели ЖДВК при кристаллизации расплава, высвободившиеся на фронте кристаллизации вакансии «гибнут» на поверхности расплава. Скорость «смерти» вакансий определена как (1):

$$V_{см} \sim \exp\left[-\frac{E - \alpha(1 - \exp(-Vn)) - Vn \exp(-Vn)}{kT}\right], \quad (1)$$

где E – энергия образования одиночной вакансии, α – энергия взаимодействия вакансий, V – объем, в котором проявляется взаимодействие вакансий, n – концентрация вакансий, k – постоянная Больцмана, T – температура в К, e – основание натурального логарифма. Скорость генерации

$$V_{ген} \sim \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right], \quad (2)$$

где E_g – энергия образования вакансий. При кристаллизации в равновесных условиях $V_{см}$ всегда больше $V_{ген}$.

Образование «выступов» на поверхности металла

При нагреве металла на его поверхности образуется расплав. Вероятность появления какого-либо дефекта на границе расплав-кристалл при лазерном воздействии достаточно велика. Это может быть, например, неправильное расположение атомов в кристаллической решетке. Скорость кристаллизации на таком дефекте может быть значительно больше скорости кристаллизации в бездефектной области из-за меньшей энергии образования вакансий E_g , т.е. фронт кристаллизации будет не равномерным. Схематично такой фронт изображен на рис. 1.

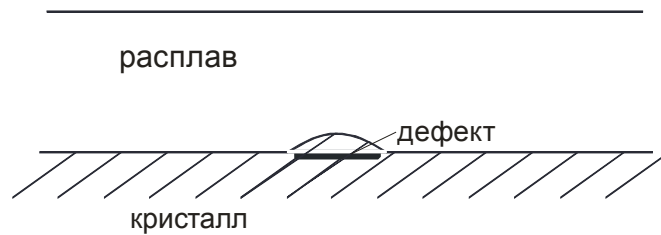


Рис. 1. Фронт кристаллизации над дефектом

При равновесной кристаллизации скорость генерации вакансий на границе кристалла меньше скорости «смерти» вакансий на поверхности расплава. При таком условии фронт кристаллизации движется равномерно. Но в данном случае дефект изначально влияет на скорость кристаллизации, так как из-за неправильного расположения атомов в кристаллической решетке энергия высвобождения вакансий в дефектной области меньше. Это ведет к увеличению площади поверхности фронта кристаллизации, что, в свою очередь, ведет к увеличению количества высвобожденных вакансий в этой области. Таким образом, в районе дефекта в расплаве образуется область с повышенной концентрацией вакансий. В эту область устремятся атомы из окружающего расплава, так как свободная энергия системы в этом случае будет максимально уменьшаться. В результате этого концентрация атомов будет больше в том месте, где больше концентрация вакансий, что соответствует притоку расплава в область над дефектом, вследствие чего поверхность кристаллизации будет еще более неровной (см. рис. 2).

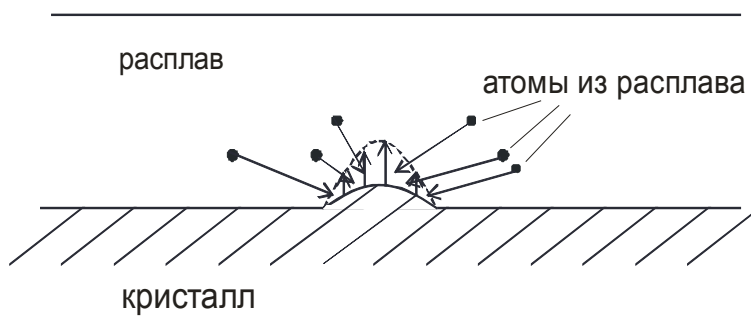


Рис. 2. Изменение фронта кристаллизации атомами

Таким образом, над неоднородностью увеличивается количество кристаллических узлов, т.е. увеличивается объем расплава. На фронте кристаллизации образуется кристаллический выступ – увеличивается площадь поверхности, на которой идет кристаллизация, увеличивается удельное количество высвобождающихся вакансий даже при исчезновении неоднородности по скорости кристаллизации, т.е. сохраняется поток атомов со стороны, продолжает увеличиваться объем расплава над этой областью. Так как

лазерное воздействие очень мало по времени (импульс – порядка пикосекунд), то расплав не успевает растечься, и в итоге образуется выступ на поверхности (см. рис. 3).

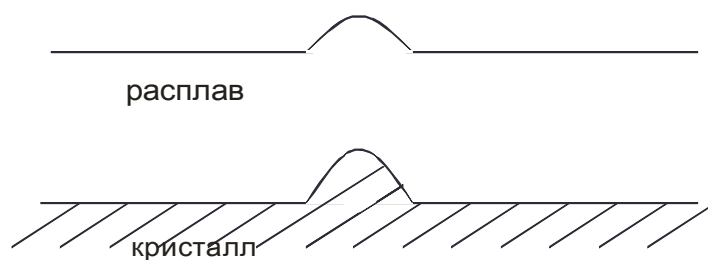


Рис. 3. Изменение поверхности расплава

Опишем теперь этот процесс математически. После того как под влиянием дефекта на фронте кристаллизации образуется выступ, площадь S_1 , на которой происходит генерация вакансий, станет больше, чем площадь S_0 , на которой они «умирают» (рис. 4). Процесс увеличения удельного количества высвобождающихся вакансий даже при исчезновении неоднородности по скорости кристаллизации будет происходить при условии $V_{ген} \times S_1 > V_{см} \times S_0$. Подставив выражения (1) и (2) для скоростей, получим:

$$s_1 > s_0 \times \exp\left(\frac{E_g - E + \alpha(1 - \exp(-Vn)) - Vn \exp(-Vn)}{kT}\right).$$

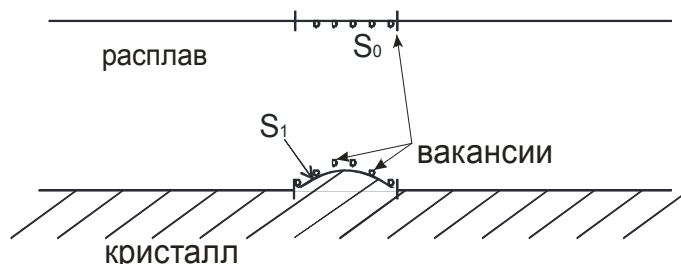


Рис. 4. Изменение площадей рождения и смерти вакансий

Заключение

Таким образом, мы показали, что при увеличении площади фронта кристаллизации в $\exp\left(\frac{E_g - E + \alpha(1 - \exp(-Vn)) - Vn \exp(-Vn)}{kT}\right)$ раз будет происходить увеличение концентрации вакансий, а вследствие этого – и неровное увеличение фронта кристаллизации, что приведет к образованию «выступа» на поверхности металла.

Литература

1. Яковлев Е.Б. Перегрев твердых тел при плавлении. // Известия АН СССР. – Сер. физ. – 1989. – Т. 53. – В. 3. – С. 591–594.
2. Френкель Я.И. Собрание избранных трудов. Т.2. – М.-Л.: Издательство АН СССР, 1958. – С. 279, 282, 381–396.
3. Френкель Я.И. Статистическая физика. – М. – Л.: Издательство АН СССР, 1948. – 502 с.
4. Яковлев Е.Б. Амorfизация из расплава при лазерном воздействии. // Изв. АН СССР. – Сер. физ. – 1991. – Т. 55. – № 7. – С. 729– 732.

ИССЛЕДОВАНИЕ MORFOЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЭРОДИРОВАННЫХ ЛОПАТОК ПАРОВЫХ ТУРБИН

А.А. Ланина (Санкт-Петербургский институт машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ)
Научный руководитель – д.т.н., профессор М.А. Скотникова
(Санкт-Петербургский институт машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ)

Целью работы является исследование закономерностей структурно-фазовых превращений происходящих в материале лопаток паровых турбин из двухфазного ($\alpha+\beta$) титанового сплава TC5, отработавших 7000 часов в условиях каплеударного воздействия со скоростью 300–600 м/с. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-08-65442.

Введение

В последние десятилетия в связи с использованием в энергетическом машиностроении паровых турбин АЭС повышенной мощности проблема эрозионного износа рабочих лопаток последних ступеней приобрела первостепенное значение. В результате каплеударного воздействия частиц пара со скоростью 300–600 м/сек в поверхностном слое лопаток паровых турбин развивается эрозионное разрушение. Лопатки работают в условиях интенсивных каплеударных нагрузок, что постепенно приводит к износу их входных кромок, следствием чего является снижение КПД турбины АЭС [1, 2].

Известно, что сплавы на основе титана, по сравнению со сталями, обладают относительно более высокой стойкостью к ударным нагрузкам, рис. 1 [3]. Во время эксплуатации паровых лопаток интенсивность нарастания скорости эрозии немонотонна. Различают три типичных этапа протекания процессов эрозии (глубины эрозионного износа) во времени (рис. 2). На первом этапе τ_1 , в так называемом инкубационном периоде, видимых повреждений поверхности нет, потерь массы материала зафиксировать не удастся [4]. В ряде работ показано, что собственно эрозии материала предшествует рост микронапряжений, увеличение в металле лопатки плотности дислокаций предельного значения 10^{12} – 10^{13} см⁻¹ [2]. Второй этап τ_2 характеризуется тем, что в нем имеет место максимальная скорость эрозии и в течение этого отрезка времени она остается практически постоянной. На третьем этапе τ_3 , по различным причинам эрозия ослабевает.

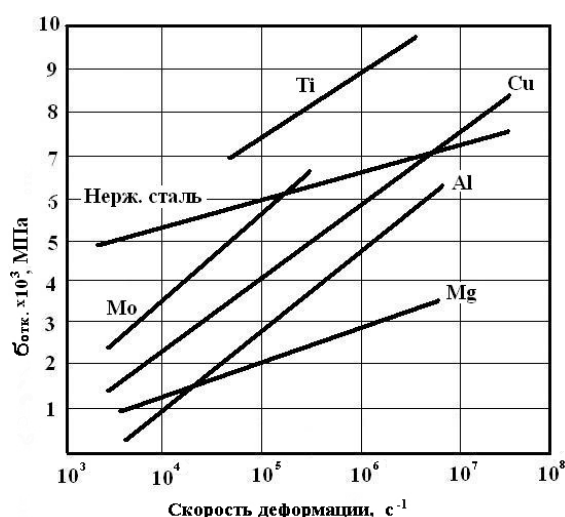


Рис. 1. Сравнительные результаты откольной прочности различных материалов [3]

В литературе известны лишь качественные объяснения вида кинетической кривой износа, основанные на представлениях об изменении характера взаимодействия между каплями и поверхностью в результате изменений рельефа эродированной поверхности.

Согласно этим представлениям, по истечении инкубационного периода (первого этапа износа) на поверхности с высокой скоростью появляются и накапливаются разрушения, возрастает глубина впадин (второй этап износа). Далее, когда углубления впадин достигают нескольких диаметров капель, заостряются перемычки между кавернами, поверхность приобретает «сотовую» и иглообразную форму, типичную для эрозии турбинных лопаток, происходит уменьшение скорости износа (третий этап износа) [2].

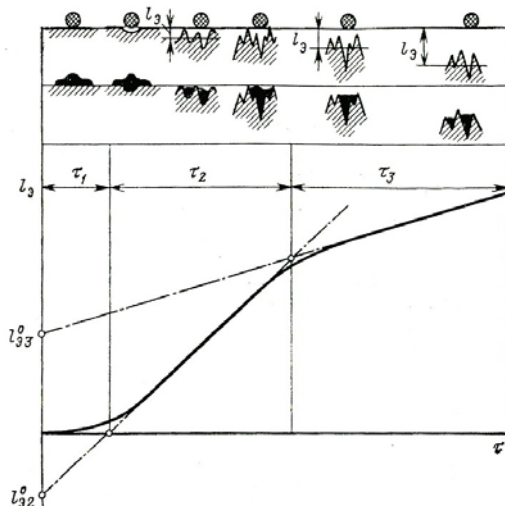


Рис. 2. Характерная кинетическая кривая каплеударной эрозии металла лопаток [2]

К сожалению, сегодня остаются неясными основные причины, физическая сущность формирования и накопления эрозионной повреждаемости поверхности лопаточных материалов в результате высокоскоростного каплеударного воздействия.

1. Материалы и методика исследований

Методами оптической металлографии, растровой и просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа, исследованы структурные и фазовые превращения происходящие в материале паровых лопаток из двухфазного ($\alpha+\beta$) титанового сплава TC5 до и после каплеударного нагружения со скоростью 300–600 м/с, что соответствовало диапазону скоростей деформации $4 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. На рис. 3 представлены фотографии эрозионного износа входных кромок, возникшего в материале на поверхности паровых лопаток 5-й ступени ЦНД из титанового сплава TC5, отработавших 7000 часов на Южно-Украинской АЭС.

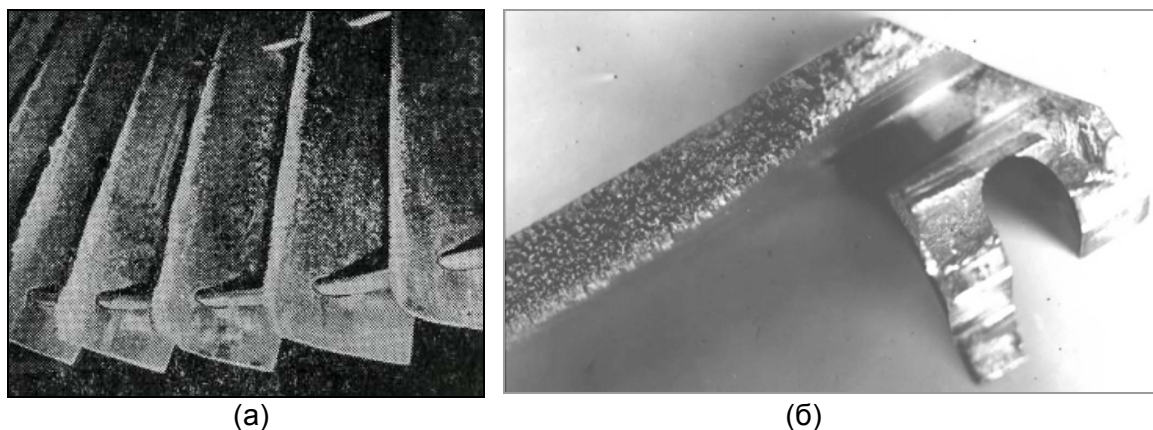


Рис. 3. Эрозионное разрушение (износ) контактной поверхности входных кромок рабочих лопаток решетки (а) и отдельной лопатки (б) последней ступени паровой турбины из титанового сплава TC5 отработавшей 7000 часов на Южно-Украинской АЭС

Титановый сплав TC5 относится к псевдо- α -сплавам (коэффициент β -стабилизации $K\beta = 0,13$) с низким содержанием второй фазовой составляющей (β -фазы 2–5 %). Сплав обладает довольно хорошими технологическими свойствами при металлургическом переделе, высокой коррозионной стойкостью и хорошей свариваемостью. Химический состав и механические свойства сплава TC5 представлены в табл. 1 и 2.

Легирующие элементы	Ti	Al	V	Sn	Zr	Si	O	C	H
Вес, %	Основа	5	2	3	2	0.08	0.10	0.05	0.008

Таблица 1. Химический состав сплава TC5

	$\sigma_{0,2}$, МПа	δ , %	ψ , %	НВ	Н μ	T $\mu\mu$	K β
960	860	11,5	31	302	400	1020	0.13

Таблица 2. Механические свойства сплава TC5

Полное полиморфное превращение в β -состояние (с ОЦК решеткой) сплав достигает при температуре T $\mu\mu$ = 1020°C. По своим теплофизическим параметрам исследуемый сплав можно отнести к категории материалов с низкой плотностью (высокой удельной прочностью), низкой теплопроводностью, низкой энергией дефектов упаковки. Как известно из литературы, такие материалы подвергаются сильному деформационному упрочнению. А последующие релаксационные процессы вызывают разупрочнение в значительной мере за счет процессов рекристаллизации, что обусловлено малой вероятностью прохождения процессов полигонизации.

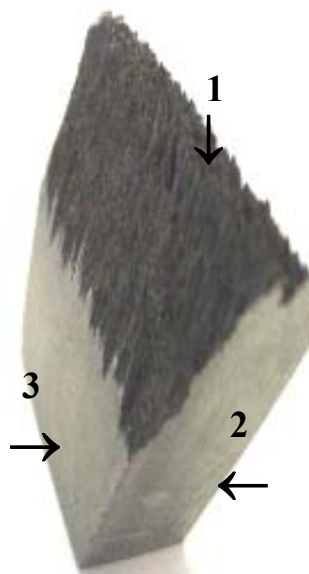


Рис. 4. Схема подготовки трех взаимно перпендикулярных сечений лопатки для проведения исследований

Образцы для исследования вырезались из входной кромки эродированных лопаток паровой турбины с подготовленными шлифами в трех взаимно перпендикулярных сечениях согласно схеме, представленной на рис. 4. Направление движения ударной волны, формируемой каплями пара, совпадало с направлением 1. Плоскости №2 и №3 соответствовали движению ударной волны вдоль поперечного и продольного сечений лопатки соответственно.

2. Результаты исследований

2.1. Морфология эродированной поверхности лопаток паровых турбин

Как показали результаты исследования с помощью растровой электронной микроскопии (рис. 5, поверхность №1), эродированная поверхность представляла собой набор повторяющихся элементов пирамидального типа. С помощью компьютерной обработки отпечатка вершин отдельных элементов эрозии (рис. 6) была построена гистограмма распределения и установлено наиболее вероятное расстояние между соседними вершинами элементов, оно составило в среднем 550 мкм. Отдельный элемент представлял собой пирамидку с заостренной вершиной, покатыми краями, вдоль которых ручьями спадали бороздки длинных микротрещин. Вершины пирамид имели винтовое строение чаще с шестью лопастями (рис. 7). В центре вершин практически всегда имелся кратер (диаметром 8–10 мкм), вокруг которого на склонах формировались концентрические борозды. Расстояние между ними вблизи вершины составляло 1,5–1,7 мкм, а у основания 3–5 мкм. Таким образом, морфология эродированной поверхности лопаток паровых турбин представляла собой «сотовую» форму, состоящую из глубоких каверн с заостренными перемычками в виде пирамидальных элементов с расстоянием между ними 400–700 мкм.



Рис. 5. Внешний вид эродированной поверхности №1 (увеличение 40^х)

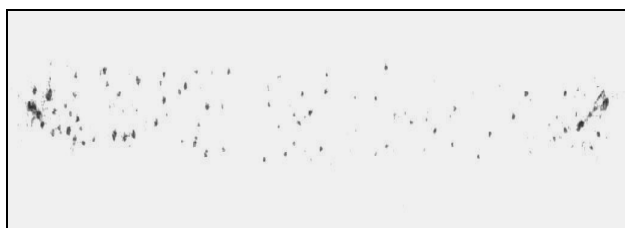


Рис. 6. Отпечаток с поверхности №1 лопатки, подвергнутой каплеударной эрозии (увеличение 30^х)

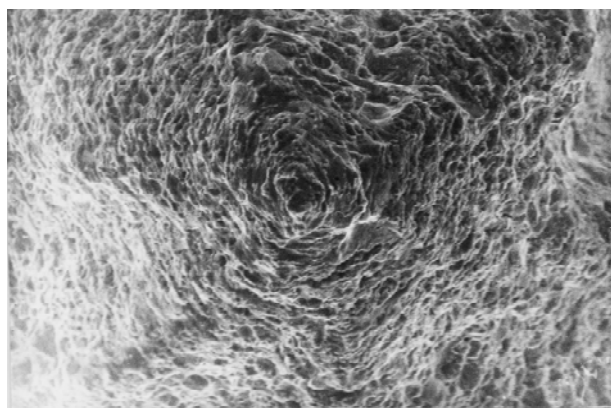


Рис. 7. Отдельный элемент пирамидального типа в плоскости №1 (увеличение 800^х)

Под поверхностью вблизи границ двух соседних оснований пирамидальных элементов наблюдались зародышевые «подковообразные» микротрещины в плоскости № 2 (рис. 8, а-в), «иглообразные» микротрещины в плоскости № 3 (рис. 9, а-в), которые, вероятно, при своем раскрытии приводили к локальному разрушению. Закономерная периодичность в формировании зародышевых микротрещин и пирамидальных элементов на поверхности лопаток свидетельствовали о разбиении материала при ударе на мезообъемы размером 400–700 мкм и о локализации пластической деформации и разрушения вдоль их границ раздела.

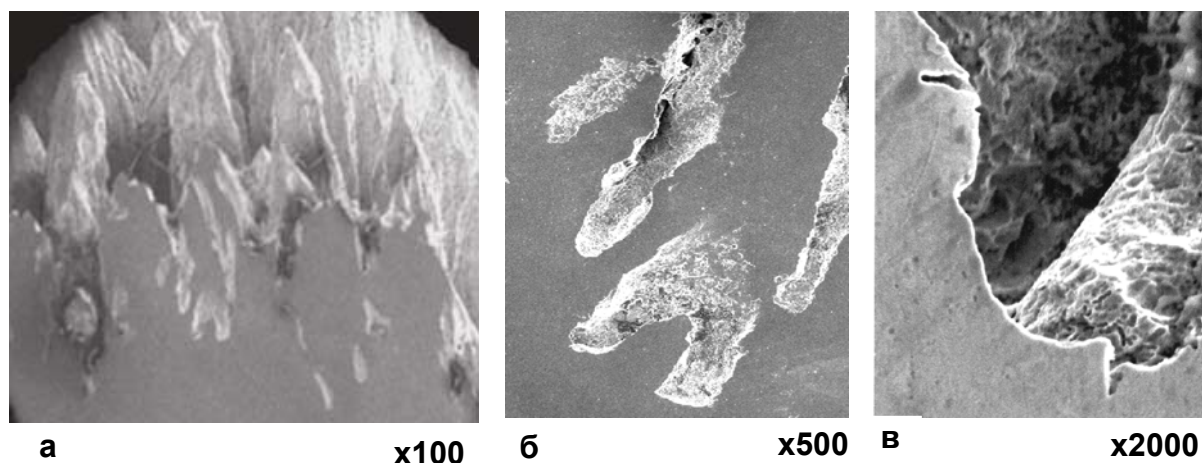


Рис. 8. Зародышевые микротрещины вблизи эродированной поверхности лопатки в плоскости №2

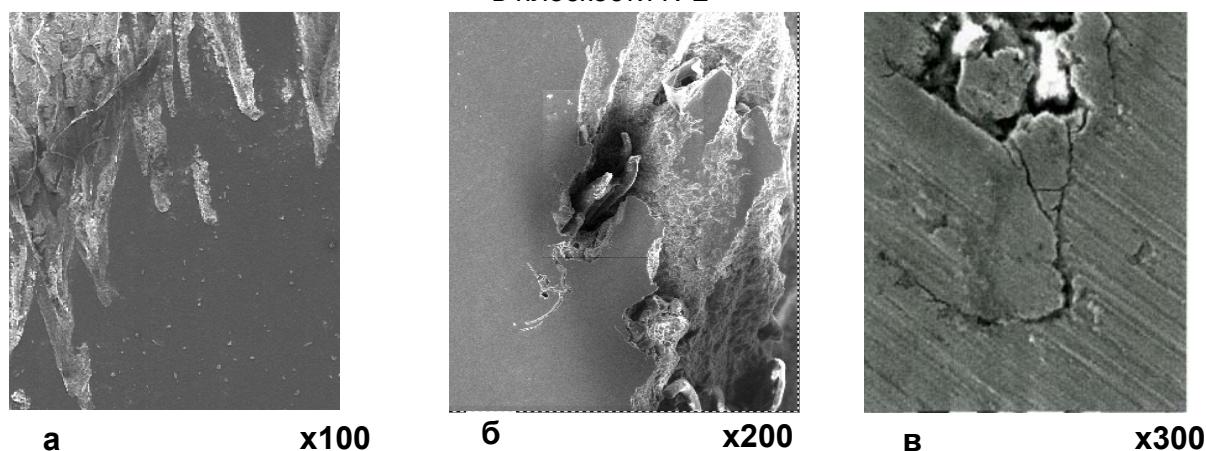


Рис. 9. Зародышевые микротрещины вблизи эродированной поверхности лопатки в плоскости №3

2.2. Структура материала лопаток турбин до и после эксплуатации

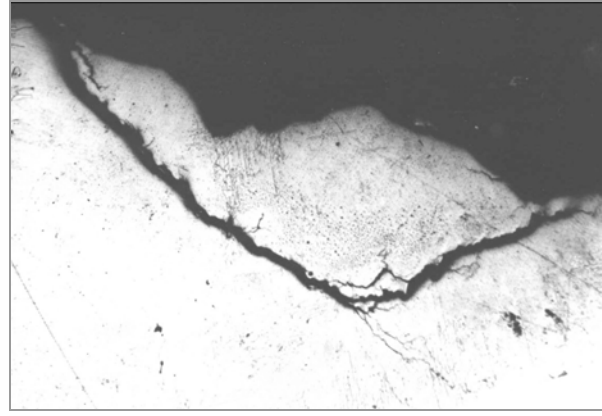
Структуру эродированного материала лопатки на макро-, микро- и субмикроуровнях исследовали с помощью оптической металлографии, просвечивающей и растровой электронной микроскопии с привлечением микродифракционного анализа и ПЭВМ. Образцы (фольги) для просвечивающей электронной микроскопии вырезали трубчатым электродом диаметром 3 мм в сечении лопатки в плоскости №2.

Структура металла лопатки непосредственно под эродированной поверхностью показала наличие следов периодической локализации пластической деформации и разрушения в отдельных ГПУ-зернах (рис. 10). На микрофотографии хорошо видны приповерхностные микротрещины (рис. 11), которые, вероятно, сформировались еще в инкубационном периоде, когда видимого разрушения поверхности еще не было.



x1200

Рис. 10. Микроструктура металла лопатки непосредственно под эродированной поверхностью в плоскости №1 (сплав TC5)



x340

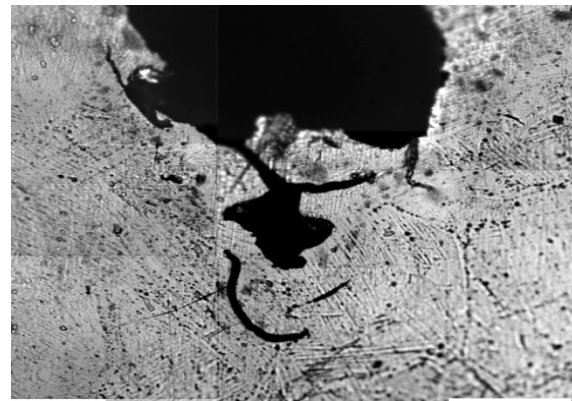
Рис. 11. Трещины под поверхностью лопатки со стороны входной кромки под эродированной поверхностью в плоскости №1 (сплав TC5)

Как показали исследования, в направлении, перпендикулярном движению ударной волны, непосредственно под эродированной поверхностью, в плоскостях №3 и №2 (рис. 12–13) формировались множественные поперечные зародышевые микротрещины, ориентированные под углом 90° к направлению вытянутости колоний параллельных пластин α -фазы с ГПУ-решеткой и разделяющих их тонких (шириной 0,1–0,4 мкм) прослоек β -фазы с ОЦК-решеткой (рис. 12, 13). Учитывая известное межфазное ориентационное соотношение Бюргерса, возникающее в титановых сплавах вдоль α/β – границ раздела, наблюдаемая плоскость зарождения и раскрытия трещин совпадала с плоскостью базиса ГПУ-кристаллов $\{0001\}$. Местами зарождения точечных микротрещин непосредственно перед их слиянием вдоль плоскостей $\{0001\}$ являются по какой-то причине охрупченные (находящиеся в состоянии распада) прослойки β -фазы, ориентация которых совпадала с плоскостью $\{110\}\beta \parallel \{0001\}\alpha$, [5].



x700

Рис. 12. Микроструктура металла лопатки (сплав TC5) под эродированной поверхностью в плоскости №3



x700

Рис. 13. Микроструктура металла лопатки (сплав TC5) непосредственно под эродированной поверхностью в плоскости №2

2.3. Оценка микротвердости эродированного материала рабочей лопатки турбины

В процессе каплеударного воздействия в материале лопатки формируется волна сжатия. Поэтому способ испытания на микротвердость является чувствительным локальным методом анализа материала под действием сжимающих напряжений и позволяет детально произвести оценку прохождения волны пластической деформации впереди движущегося потока капель. Измерения микротвердости производились на микрошлифах, приготовленных в различных сечениях лопатки вдоль направления движения ударной волны сжатия, на расстоянии 15–20 мм от поверхности, с интервалом 20 мкм при нагрузке 20 г.

Результаты измерения микротвердости имели волнообразный характер с периодом 400–700 мкм (рис. 14). Оказалось, что в материале лопаток паровой турбины среднестатистические результаты измерения и среднеквадратические отклонения были невелики и колебались вблизи исходных значений микротвердости (3355 ± 335 МПа).

Сильное разупрочнение (до $1500\text{--}2000 \pm 653$ МПа) наблюдалось только в узкой зоне вблизи края (40–50 мкм) эродированной поверхности (рис. 14). Далее имело место небольшое упрочнение. Минимальные значения микротвердости приходились на места, в которых с помощью просвечивающей электронной микроскопии был обнаружен распад твердых частиц β -фазы, обогащенных α -стабилизирующими легирующими элементами, и локализация пластической деформации. Следует отметить, что аналогичные изменения структуры, микротвердости и их модуляция вблизи свободной поверхности были обнаружены авторами в более ранних работах по исследованию структурных и фазовых превращений при высокоскоростных обработках ударом, взрывом, точением [6–9]. Более стабильная твердость материала по сечению изделия свидетельствовала о большей устойчивости под действием ударной волны в результате структурно-фазовых превращений.

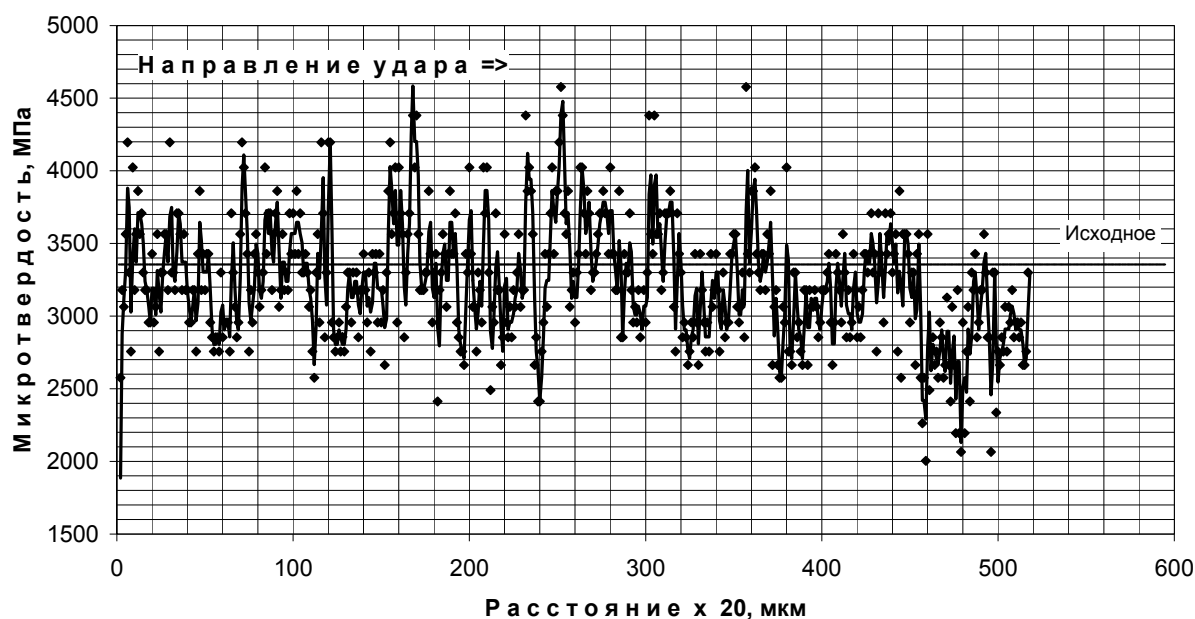


Рис. 14. Результаты изменения микротвердости в материале лопатки из сплава ТС5 пластинчатого типа вдоль направления движения ударной волны в плоскости №3

2.4. Рентгеноструктурный анализ

В табл. 3 представлены результаты фазового анализа материала паровых лопаток из сплава ТС5 до и после каплеударного нагружения (время эксплуатации 7000 часов) в трех взаимно перпендикулярных ее сечениях №1, №2, №3 (рис. 6) на глубине 5–10 мм («вблизи») и 25–30 мм («вдали») от эродированной поверхности.

Анализ полученных дифрактограмм показал, что в материале лопаток под действием волны нагрузки, по сравнению с исходным состоянием на «входе» (плоскость №1), значительно увеличился параметр α -фазы и практически исчезли частицы β -фазы. Это свидетельствовало об интенсивных структурно-фазовых $\alpha \rightarrow \alpha''$ превращениях в материале.

По мере движения ударной волны вдоль сечений лопатки №2 и №3, ее отражения и формирования волны разгрузки параметры β -фазы, по сравнению с состоянием на «входе», увеличивались, а содержание β - фазы возросло. Как видно из табл. 3, вдоль кристаллографических плоскостей $\{200\}\beta$ формировались когерентные «предвыделения» частиц новых $\beta(\beta)$, $\beta(\omega)$ -фаз. В плоскости $\{110\}\beta$ интенсивности рефлексов были неразделимы и соответствовали параметрам твердой и хрупкой $\{011\}\omega$ -фазы. Как было показано выше, именно в плоскостях $\{110\}\beta \parallel \{0001\}\alpha$ наблюдали зарождение хрупких микротрещин.

Фаза	Плоскость №1 (вход ударной волны)	Плоскость №2 (движение ударной волны вдоль поперечного сечения лопатки)		Плоскость №3 (движение ударной волны вдоль продольного сечения лопатки)		Исходное состояние	
		Вблизи	Вдали	Вблизи	Вдали		
от эродированной поверхности лопатки турбины							
Межплоскостные расстояния, А							
β 200	$\beta(\beta)$	1,6027	–	1,6129	1,6027	1,6138	–
	$\beta(\omega)$		1,6182	1,6217	1,6217	1,6234	1,6261
α 012		–	1,7186	1,7186	1,7186	1,7216	1,7242
α'' 112		1,7307	–	–	–	–	–
α 011		–	2,2378	2,2378	2,2272	2,2325	2,2378
β 110	$\beta(\omega)$	–	2,2869	2,2869	2,2814	2,2925	2,3010
α'' 002		2,3260	–	–	2,3266	–	–
α 002		–	2,3382	2,3382	–	2,3382	2,3382
α'' 020		2,4780	2,4682	2,4682	2,4616	2,4747	–
α 010		–	2,5425	2,5425	2,5286	2,5425	2,4880
α'' 110		2,5700	–	–	–	–	2,5565
Параметры решеток α - и β - фаз, А							
а β	$\beta(\beta)$	3,205	–	3,226	3,205	3,228	–
	$\beta(\omega)$	–	3,236	3,242	3,242	3,247	3,252
а α		2,947	2,943	2,943	2,929	2,934	2,943
с α		-	4,6764	4,6764	-	4,6764	4,6764
V α		-	34,949	34,949	-	34,816	34,949
V β		32,92	-	33,57	32,92	33,64	-
Содержание β - фазы, %							
$\beta(\alpha)$, %		0,50	6,29	5,14	3,62	3,07	2,32
Микротвердость, МПа							
$\alpha + \beta$		2504 ± 653	3970 ± 374	3924 ± 472	3240 ± 344	3550 ± 441	3355±335

Таблица 3. Результаты структурно-фазового состояния и свойств материала лопатки из сплава ТС5 пластинчатого типа вдоль направления движения ударной волны в плоскостях №1, №2, №3

3. Заключение

В результате высокоскоростного каплеударного нагружения паровых лопаток из двухфазного ($\alpha+\beta$) титанового сплава формировались две волны – волна нагрузки и волна разгрузки, которые приводили к структурным и фазовым изменениям в объеме материала, а также к изменению его свойств (микротвердости). На «входе» ударной волны нагрузки происходили процессы распада (уменьшение количества) обедненной β -стабилизаторами ОЦК β -фазы и, соответственно, обогащение ванадием и усиление искажения ГПУ-решетки α -фазы. При этом формировалась мягкая α'' -фаза с орторомбической решеткой, вызывающая эффективное торможение ударной волны. В результате самоорганизации системы формировалась разгрузочная волна пластической деформации и разрушения. Такая волна, первоначально формирующаяся на микроуровне, перераспределялась на мезо- и далее на макроуровень, обеспечивая релаксацию напряжения во всем объеме лопатки. Волна разгрузки модулировала структуру материала, разбивая его на мезообъемы размером 400–700 мкм, внутри которых волны пластической деформации были в противофазах и компенсировали друг друга [9]. Вдоль границ мезообъемов наблюдалась локализация пластической деформации и разрушение. Вероятно, волна разгрузки сопровождалась интенсивным тепловыделением и $\alpha\rightarrow\beta$ превращением, о чем свидетельствовало интенсивное повышение количества высокотемпературной $\beta(\beta)$ -фазы и снижение значений микротвердости (разупрочнение) после ударного нагружения. Сформированная волной разгрузки мягкая, обогащенная β -стабилизаторами β -фаза была склонна к распаду и формированию хрупкой ω -фазы [4]. Поэтому в местах локализации пластической деформации и $\beta(\beta)\rightarrow\beta(\omega)$ -превращения формировались хрупкие зародышевые микротрещины, приводящие к каплеударной эрозии поверхности лопатки.

Литература

1. Костюк А.Г. Динамика и прочность турбомашин: Учебник для студентов вузов по специальности «Турбиностроение». – М.: Машиностроение, 1982. – 264 с.
2. Дейч М.Е., Филипов Г.А. Двухфазные течения в элементах теплоэнергетического оборудования. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 328 с.
3. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.
4. Крылов Н.А., Ланина А.А., Иванова Г.В., Гальшев А.А., Иванов Е.К. Инкубационный период развития каплеударной эрозии в лопатках паровых турбин // Сборник тезисов II международной школы «Физическое материаловедение», Тольятти, 2006 г., с. 238–239.
5. Коллингз Е.В. Физическое металловедение титановых сплавов. – М.: Металлургия, 1988. – 224 с.
6. Скотникова М.А., Касторский Д.А., Строкина Т.И. Структурные превращения в металлах при скоростном резании // Вопросы материаловедения. – 2002. – Вып. 1(29). – С. 199–215.
7. M.A. Skotnikova, Y.M. Zubarev, T.A. Chizhik, I.N. Tsybulina. Structural-Phase Transformation In Metal of Blades of Steam Turbines From Alloy BT6 After Technological Treatment // Proceeding of the «10th World Conference on Titanium», 2003, Hamburg, Germany, 2004, v.5, p. 2991–2999.
8. M.A. Skotnikova, M.A. Martynov, S.S. Ushkov, D.A. Kastorski. Structural-Phase Transformation In Titanium Alloys at High-Speed Mechanical Effect // Proceeding of the «10th World Conference On Titanium» 13–18 Junes 2003, Hamburg, Germany, 2004, v.2, p. 831–838.
9. M.A. Skotnikova, T.I. Strokina, N.A. Krylov, Yu. Mesherykov, A. Divakov. Formation of Rotation in Titanium Alloys at Shock Loading // Proceeding of the Conference of the American Physical Society. Topical Group on «Shock Compression of Condensed Matter» held in Portland, Oregon, 20–25 Junes 2003, New York, 2004, page 609–612.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МАКРОПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ ЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ ПОРТАТИВНЫХ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Г.В. Федулова (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН)
Научный руководитель – А.А. Нечитайлов
(Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН)

Сформулированы требования, предъявляемые к электродам микротопливных элементов на основе макропористого кремния. Разработана технологическая цепочка получения кремниевых электродов, включающая в качестве основных этапов процессы: анодирования, вскрытия пор и глубокого диффузионного легирования. Изучены особенности каждой технологической стадии.

Введение

Топливный элемент (ТЭ) – это электрохимическая система, преобразующая химическую энергию непосредственно в электрическую. Процессы преобразования химической энергии в электрическую в ТЭ характеризуются высокими значениями КПД, а также экологичностью (продукт электрохимической реакции воздушно-водородного ТЭ, например, вода) и являются перспективным направлением развития энергетики будущего, так как зачастую работают на возобновляемом сырье. В ТЭ каталитические реакции окисления и восстановления происходят в газодиффузионном слое. Очевидно, что повышение реакционной площади этого слоя может увеличить эффективность химических процессов на электроде. Для этой цели можно использовать пористый кремний [1]. Принято делить пористый кремний на 3 типа: микро-, мезо- и макропористый. Макропористый кремний (ma-Si) с пустотами порядка единиц микрон мало отличается по своим свойствам от обычного монокристаллического кремния и наилучшим образом подходит для создания электродов ТЭ.

Использование электродов на основе макропористого кремния в ПТЭ имеет ряд привлекательных сторон. Это, в первую очередь, высокая коррозионная стойкость кремния в нейтральных и кислых средах и возможность создания гладкой полированной поверхности для нанесения тонкого каталитического слоя, что повышает эффективность использования катализатора.

Постановка задачи

Для электродов ПТЭ на основе ma-Si существенное значение имеет однородность ma-Si по плотности, диаметру и глубине пор, что необходимо для равномерной подачи реагентов в зону реакции и для того, чтобы пористая структура была однородной по механическим свойствам, и низкое удельное электрическое сопротивление, чтобы обеспечить хороший токосъем. При получении ma-Si, удовлетворяющего требованиям, предъявляемым к электродам, необходимо было решить три основные задачи:

1. разработать технологию электрохимического травления кремния, позволяющую получать однородные пористые структуры;
2. разработать оптимальный метод вскрытия пор с целью получения пластин со сквозными каналами;
3. обеспечить необходимый уровень легирования для получения образцов с удельным сопротивлением пористой области 0,01–0,001 Ом·см.

Электрохимическое травление кремния (ЭТ)

ЭТ [2] осуществляли на автоматизированной установке «Si-por» (рис. 1). Для обеспечения условий формирования макропор необходим кремний, время жизни носи-

телей которого должно быть 50–100 мкм/сек при толщине пластины 350–400 мкм, что обеспечивается использованием чистого кремния с небольшой концентрацией ловушек зарядов. Использовался n-Si как материал, который позволяет легко управлять процессами ЭТ, с удельным сопротивлением 15 Ом·см как оптимальный вариант, так как поры, получаемые в этом случае, не нарушают механическую прочность образца. Перед травлением на обратной стороне пластин по всей площади создавался тонкий n+ слой для выравнивания анодного потенциала по площади пластины и предотвращения искривления фронта травления [3]. Лицевая поверхность пластин была либо полированной (на ней формировались самоорганизующиеся поры), либо структурированной, т.е. имела затравочные ямки, с помощью которых получалась упорядоченная решетка пор.



Рис. 1. Установка электрохимического травления Si-por

Травление проводили в электролите на основе водного раствора плавиковой кислоты концентрации 4–6 % масс. Необходимые для растворения n-кремния дырки генерировались с помощью света, освещающего обратную сторону пластины; дырки диффундировали к слою объемного заряда на границе Si-электролит и доставлялись полем этого слоя к лицевой поверхности. Время травления составляло 4–6 часов, глубина макропор 200–300 мкм. Среднюю по пластине плотность тока (6–12 мА/см²) уменьшали в процессе травления, чтобы сохранить неизменным по глубине диаметр пор. Необходимую плотность тока поддерживали путем изменения интенсивности подсветки при потенциале на кремнии, отвечающем току насыщения на полярографической кривой ячейки (0,5–1,5 В). ЭТ проводили при температуре 20–25°C. Схема ячейки электрохимического травления для n-Si изображена на рис. 2.

Полученные результаты приведены на рис. 3–7, из которых видно, что размеры и взаимное расположение областей контакта с электролитом и окна подсветки определяют профиль и морфологию пористого слоя вблизи края маски, защищающей поверхность Si от электролита.

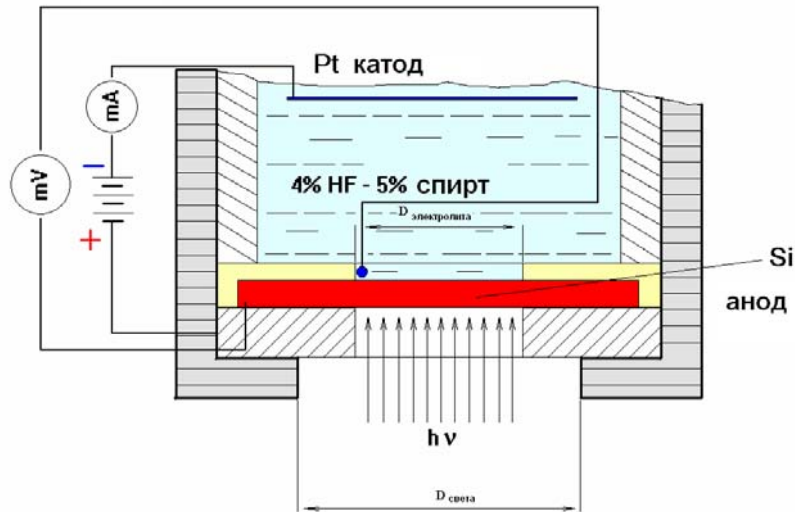


Рис. 2. Схема ячейки электрохимического травления для n-Si

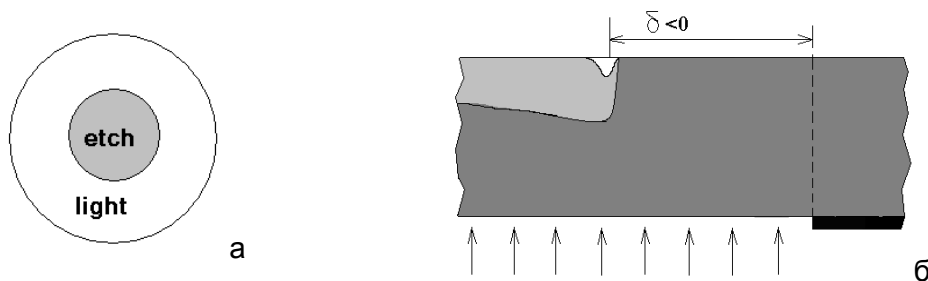


Рис. 3. Ярко выраженный краевой эффект в виде канавки шириной около 1–2 мм по краю пористой области. Практически весь ток травления вытеснен в область канавки, травление в центральной части образца:

а) схема эксперимента, б) схема поперечного сечения

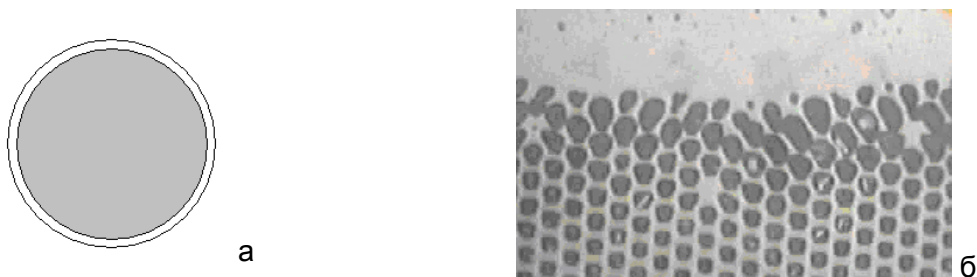


Рис. 4. Травление по всей площади, краевой эффект в виде канавки или большей плотности пор на краю. Для образцов с затравочными ямками краевой эффект выражается в увеличении диаметра пор: а) схема эксперимента, б) микрофотография обратной стороны пластины после вскрытия пор

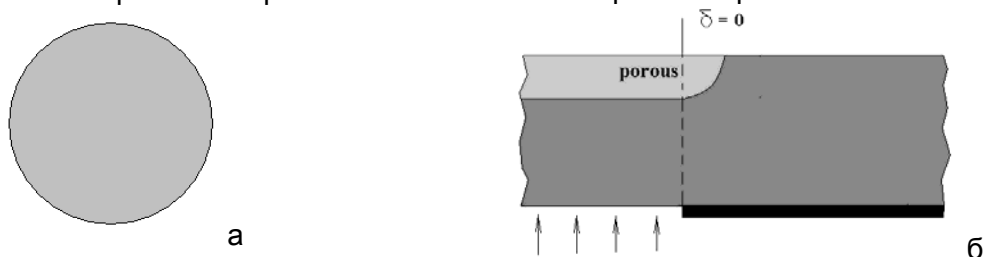


Рис. 5. Травление по всей площади, краевой эффект практически отсутствует:

а) схема эксперимента, б) схема поперечного сечения

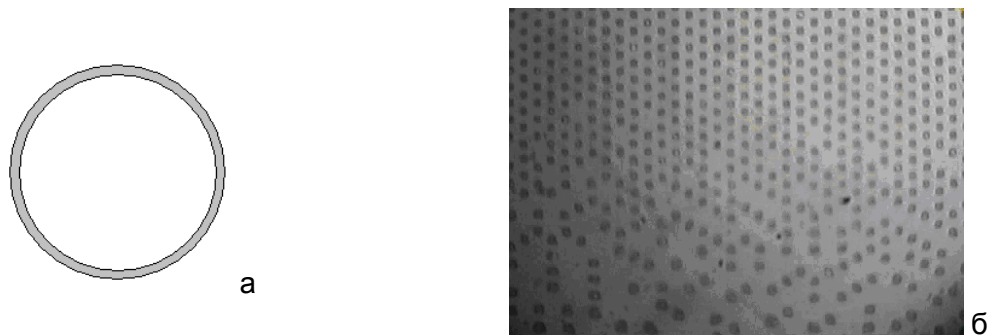


Рис. 6. Травление по всей площади диаметром DI, краевой эффект отсутствует. Плотность и глубина пор в кольце шириной δ несколько меньше, чем на остальной площади: а) схема эксперимента, б) микрофотография обратной стороны пластины после вскрытия пор

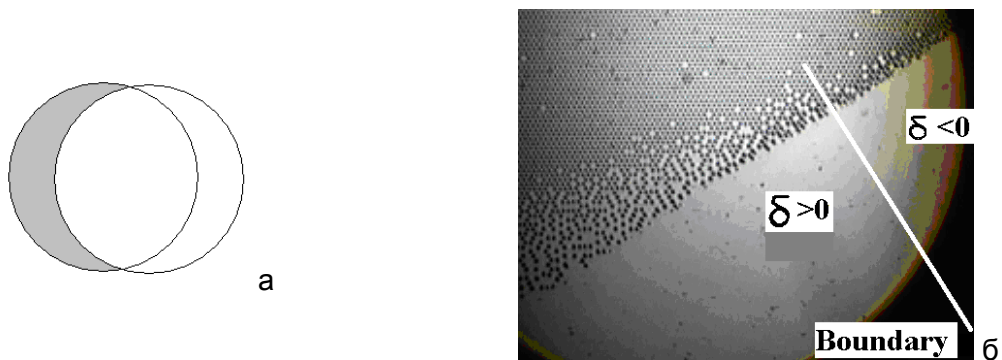
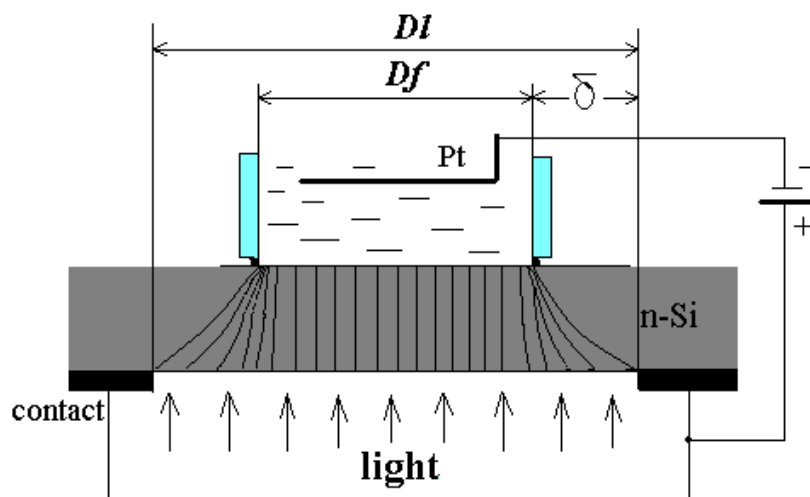
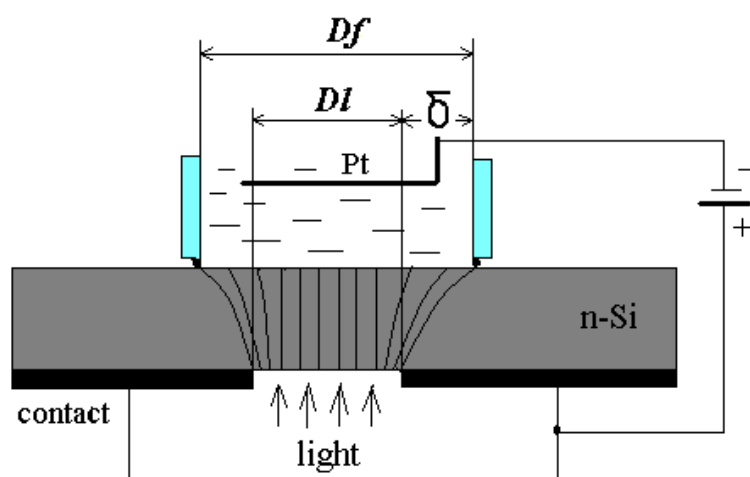


Рис. 7. В правой части заметен краевой эффект в виде канавки, слева канавка отсутствует. На границе при переходе δ через 0 имеет место изменение плотности и диаметра пор: а) схема эксперимента, б) микрофотография обратной стороны пластины после вскрытия пор

При ЭТ важным являлось получить однородную пористую структуру, в процессе чего был обнаружен и исследован краевой эффект. Полученные данные говорят о том, что при несовпадении диаметра окна для электролита с диаметром окна для света n-Si (рис. 8) на границе контакта кремниевой пластины с электролитом происходит локальное изменение плотности тока травления. Увеличение плотности тока имеет место, когда освещаемая область в n-Si превышает размеры окна со стороны электролита. Это приводит к ускоренному травлению на краю с заглублением фронта (рис. 3), увеличению плотности или диаметра макропор (рис. 4) и переходу к режиму электрополировки с образованием канавки (рис. 3). При обратном неравенстве на краю маски происходит уменьшение плотности тока, что выражается в том, что макропоры разрежены или их глубина уменьшается по мере приближения к краю маски (рис. 6). В образце на рис. 7 окна смещены друг относительно друга, в результате чего на одном и том же образце слева имеется область, где пористость больше, а справа – область, где пористость меньше. Соответственно по обе стороны наблюдается разная плотность макропор. Очевидно, это происходит из-за искривления силовых линий электрического поля вблизи краев маски, которые в одном случае сгущаются (рис. 8, а), а в другом становятся реже (рис. 8, б). Значительное превышение освещаемой площади над площадью контакта с электролитом (рис. 3) приводит к концентрации большого числа фотодырок (n-Si) на краю области травления. Локальная плотность тока, по всей видимости, превышает критическое значение (j_{PS}), и процесс переходит из режима порообразования в режим полировки с образованием углубления.



a



б

Рис. 8. Схема ячейки для анодного травления n-Si и распределение силовых линий поля в подложке при условии: а) $D_f < D_I$ и б) $D_f > D_I$, где D_f – диаметр контакта с электролитом, D_I – диаметр зоны освещения, δ – кольцо перекрытий



a



б

Рис. 9. Микрофотографии образцов m-Si без краевого эффекта: а) литографический; б) с самоорганизованными порами

Эксперименты показывают, что определяющую роль в краевом эффекте играет кремниевая подложка, удельное сопротивление которой больше или одного порядка с сопротивлением электролита. На рис. 9 показаны микрофотографии кремниевых электродов без краевых эффектов.

Вскрытие пор

Одной из важных задач при получении электродов для ПТЭ на основе макропористого кремния является задача вскрытия пор с целью получения сквозных каналов в кремниевой пластине. Обычно это достигается путем шлифования обратной стороны пластины до появления сквозных пор по всей поверхности пористой части образца. Однако такой метод при своей простоте имеет ряд недостатков – забивание пор частицами шлифующего материала, возможность получать только плоские структуры, необходимость получения толстых пористых слоев для придания приемлемой механической прочности образцам. Одним из альтернативных путей вскрытия макропор является стравливание кремниевой подложки в результате щелочного травления в растворе едкого кали при защите пористой части и других не подлежащих утоньшению частей оксидной маской SiO_2 . Такой подход обеспечивает возможность получения тонких пористых слоев и структур более сложной геометрической формы. Ниже приведена технологическая цепочка щелочного вскрытия пор.

Перед формированием термической оксидной маски образцы отмывали по стандартному технологическому процессу:

1. отмывка в диметилформамиде;
2. отмывка в перекисно-аммиачном растворе;
3. отмывка в плавиковой кислоте;
4. отмывка в кислотном-перекисном растворе,
5. снятие оксида кремния в растворе плавиковой кислоты.

После каждой операции отмывки производилась промывка в деионизованной проточной воде. По окончании всего процесса отмывки осуществляли сушку пластин в центрифуге. Формирование термической оксидной маски SiO_2 проводили стандартным путем в атмосфере влажного воздуха при 1050°C . Вскрытие окна в оксидной маске на подложке для последующего щелочного травления проводили в специальной ячейке в растворе HF , разбавленной 1:1. Щелочное стравливание подложки проводили в термостатированном 44% водном растворе KOH при температуре 70°C и перемешивании раствора (рис. 10). Образцы дополнительно защищались термовакуумной резинкой.

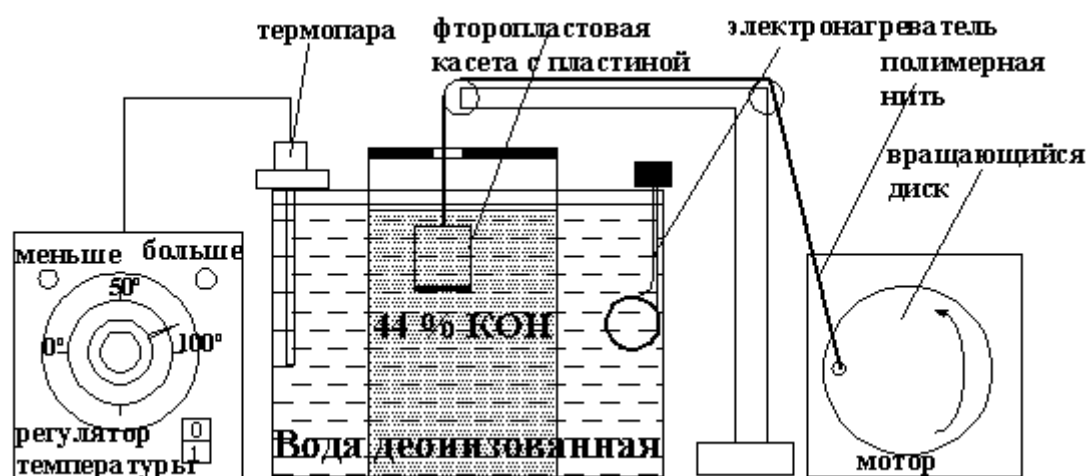


Рис. 10. Схема установки щелочного анизотропного травления кремния

Схема технологического процесса щелочного вскрытия пор представлена на рис. 11.

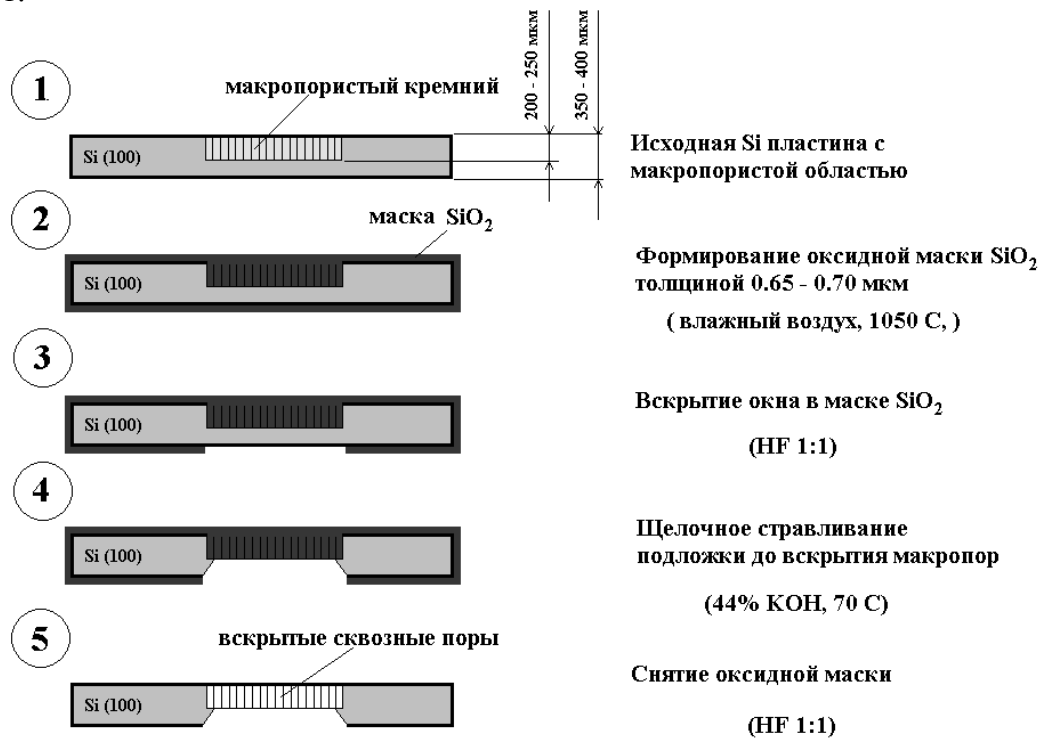


Рис. 11. Технологическая цепочка щелочного вскрытия макropор

Легирование образцов

Для уменьшения электрического сопротивления макropористого кремния проводили легирование кремниевой пластины со сквозными каналами в парах ортофосфорной кислоты. Макropористый кремний позволяет легировать насквозь стенки между порами до высоких концентраций, соответствующих вырождению материала, т.е. переходу к металлической проводимости. Глубокое диффузионное легирование макropористого кремния может быть проведено за относительно короткое время благодаря проникновению паров диффузанта во внутренний объем каналов. Схема процесса приведена на рис. 12.

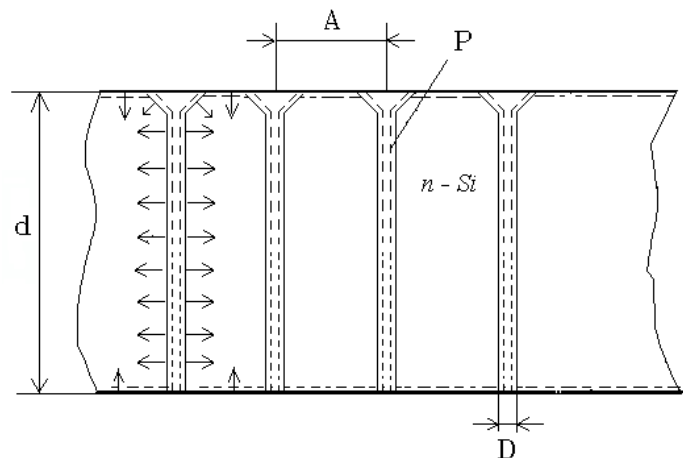


Рис. 12. Схема, поясняющая процесс диффузионного легирования макropористого кремния

Технологический процесс легирования состоит из следующих операций.

1. Очистка пластины с макропористым слоем от органики и механических загрязнений в кипящем растворе диметилформамида в течение 5–7 мин. Промывка деионизованной водой 10 мин (промывку осуществляют после каждого процесса очистки).
2. Очистка от катионов металлов в кипящем растворе $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2$ (1:1:1). 10–15 мин. В результате происходит окисление кремния и образование на поверхности тонкого слоя окисла, от которого также необходимо избавиться.
3. Удаление окисла в растворе $\text{HF}:\text{H}_2\text{O} = 1:1$.
4. Сушка в центрифуге.
5. Подготовка источника диффузии. В кварцевый бокс, где будет проходить легирование, помещают 0,05–0,1 г ортофосфорной кислоты H_3PO_4 и помещают в кварцевую трубу. Бокс в трубе выдерживают при 1100°C в течение 15 мин. Ортофосфорная кислота образует на стенках поверхности фосфоросиликатное стекло, которое является источником фосфора для легирования.
6. Образцы для легирования устанавливаются в кварцевую лодочку-держатель (рис. 13). Лодочка устанавливается в охлажденный бокс, который помещается в кварцевую трубу и в печь при $t = 1100^\circ\text{C}$. Диффузия проводится в течение 1–2 часов в квазизамкнутом объеме на воздухе.



Рис. 13. Кварцевая «лодочка» для диффузионного легирования образца

7. После диффузии образовавшееся на поверхности кремния фосфоросиликатное стекло растворяли в HF (1:1) в течение 15–30 мин.

Глубина диффузии составляла $x_j = 2\text{--}5$ мкм. На верхней и нижней поверхности образца удаляли наиболее сильно легированные слои с помощью полировки, чтобы правильнее оценить электропроводность в глубине пористого электрода.

Выводы

Разработана технологическая цепочка получения электродов на основе макропористого кремния для кремниевых микротопливных элементов, включающая в качестве основных этапов: процессы анодирования, вскрытия пор и глубокого диффузионного легирования.

В работе проведено детальное исследование процесса анодирования кремния, разработаны приемы, позволяющие получать однородные структуры без краевого эффекта, заключающиеся в точном совмещении областей подсветки и электролита при анодировании n-Si (рис. 5) при подсветке обратной стороны пластины. Рассмотрены методы вскрытия пор посредством полировки обратной стороны пластины, а также ще-

лочного вскрытия через окно в оксидной маске. Отработан процесс глубокого диффузионного легирования, позволяющий получать электроды с удельным сопротивлением пористой части 0,01–0,001 Ом·см. Получены электроды, отвечающие требованиям, на основе $m\alpha$ -Si.

Работа проведена при непосредственном участии и финансировании ООО «Национальная инновационная компания «Новые энергетические проекты».

Литература

1. Забродский А.Г., Гуревич С.А., Кожевин В.М., Астрова Е.В., Нечитайлов А.А., Сресели О.М., Теруков Е.И., Компан М.Е. Микро- и нанотехнологии для портативных топливных элементов // Альтернативная энергетика и экология. – 2007. – №2. – С. 54–59.
2. V. Lehmann and H. Foll, J. Electrochem. Soc. 137, 653 (1990).
3. Нечитайлов А.А, Астрова Е.В. Исследование неоднородности фронта травления макропор в тонких пластинах n -Si // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33. – Вып. 16. – С. 19–27.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ

Н.А. Крылов

(Санкт-Петербургский институт машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ)

Научный руководитель – д.т.н., профессор М.А. Скотникова

(Санкт-Петербургский институт машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ)

На основании экспериментальных данных высокоскоростной обработки ударной волной титановых заготовок, изучения механизмов деформации и разрушения с привлечением оптической и электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа и измерения микротвердости металла, а также литературных данных рассматривается вопрос о выборе научно-обоснованного режима высокоскоростной механической обработки.

Введение

Применение лезвийной обработки металлических заготовок со скоростями деформации 10^5 – 10^6 с⁻¹ является одним из основных направлений повышения производительности труда и качества получаемых поверхностей. При этом возникает проблема снижения износостойкости инструмента, его преждевременного разрушения и усиления интенсивности этого процесса с увеличением скорости резания сверх определенного уровня. Существует гипотеза о наличии здесь связи с изменением степени локализации пластической деформации в металле заготовки в результате диссипативных процессов, происходящих в зоне стружкообразования [1–4]. Знание закономерностей и явлений, сопровождающих процесс лезвийной обработки, позволит найти пути повышения эффективности механической обработки заготовок. Наиболее труднообрабатываемыми считаются титановые сплавы, что обусловлено их низкой теплопроводностью, высокими контактными температурами, низкими трибо-технологическими свойствами. Целью данной работы являлось исследование структурно-фазовых превращений, механизмов деформации и разрушения материалов заготовок из сплава ВТ-6 и изменения их свойств (микротвердости) вдоль и поперек направления движения ударной волны со скоростью 400–600 м/с. Использовались следующие методы исследования: оптическая металлография, рентгеноструктурный анализ, просвечивающая и растровая электронная микроскопия, испытания на микротвердость. Высокоскоростное нагружение образцов в виде плоских мишеней производилось легкогазовой пушкой на базе оборудования СПБИПМаш, РАН [5].

Научный задел

Были проведены исследования механизмов деформации и разрушения образцов из сплава ВТ-6 в условиях импульсного нагружения [6–15].

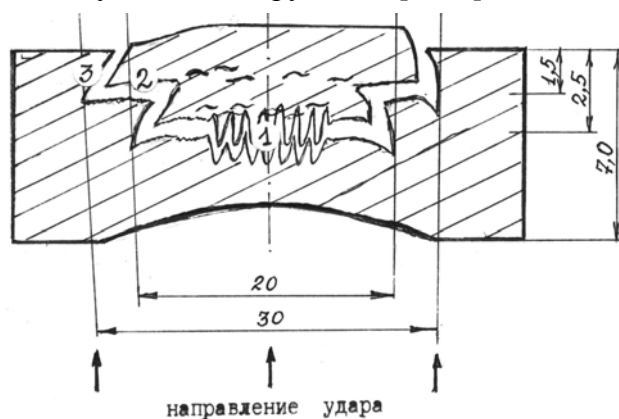


Рис. 1. Схема разрушения мишени при скорости ударного нагружения 568 м/с

Как видно из схемы разрушения (рис. 1), образовавшаяся откольная щель была параллельна свободной поверхности мишени и имела ступенчатую форму. Можно выделить три стадии (3 зоны) разрушения. *Зона 1* – «эпицентр» ударной волны диаметром не более 15 мм, в котором формировались характерные вязкие «туннели», ориентированные вдоль направления удара. *Зона 2* – кольцообразная «периферия» ударной волны шириной не более 15 мм. Возможно, в этой зоне происходило поперечное растекание прямой волны с потерей скорости и энергии. *Зона 3* – «долом».

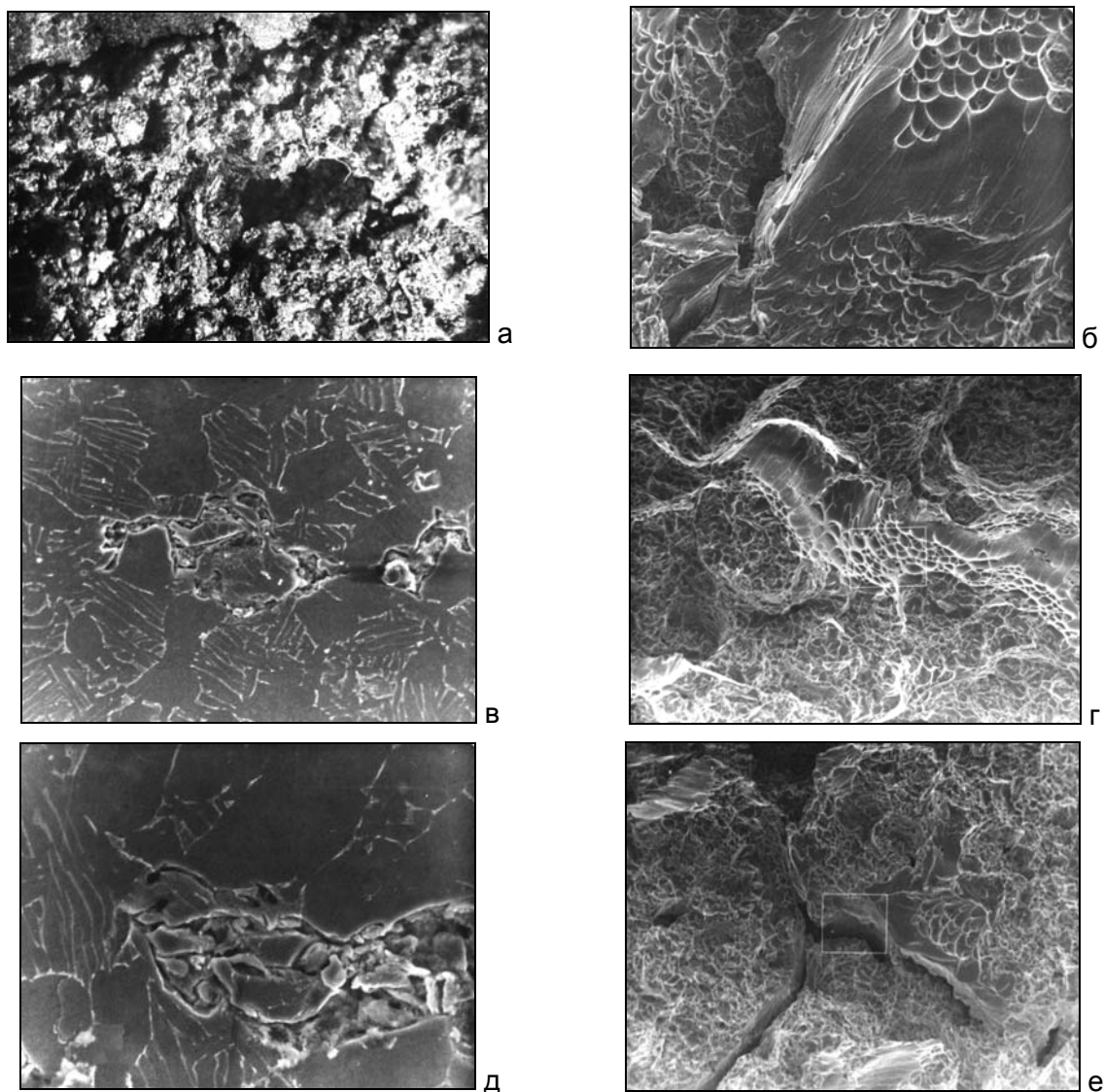


Рис. 2. Поверхность шлифа поперечного сечения и свободной поверхности изломов «основной» (а) и «откольной» (б–е) частей мишени в зоне 1 (б–г) и в зоне 2 (д–е), до (а, г, е) и после (б, в, д) травления: $\times 14$ (а), $\times 470$ (б), $\times 1300$ (в), $\times 220$ (г, е), $\times 2400$ (д)

На рис. 2, а–е, представлены электронно-микроскопические фотографии изломов и шлифов поперечного сечения «откольной» и «основной» частей разрушенной мишени в зонах 1 и 2. Видно, что в изломе разрушенной мишени на мезоуровне формируются фрактурные составляющие округлой формы размером 100–200 мкм (рис. 2, а, г) и 300–400 мкм (рис. 2, е), соответственно, в зоне 1 и в зоне 2. Такие мезообъемы были внутренне испещрены более мелкими микросоставляющими также округлой формы и размером 10–40 мкм (рис. 2, в, д). Такие вязкие участки металла разрушенной мишени могли быть сформированы в результате ротационного механизма пластической дефор-

мации вдоль узких микроканалов, направление которых совпадало с направлением действия максимальных напряжений. Вдоль гладких границ таких мезообъемов (рис. 2, г), наблюдали вязкие адиабатические сдвиги (рис. 2, б) и отрыв. Можно полагать, что эти формирования имели сверхмелкое, однородное структурное состояние, так как травление поверхности излома в таких мезоучастках наличие второй β -фазовой составляющей не выявили (рис. 2, б).

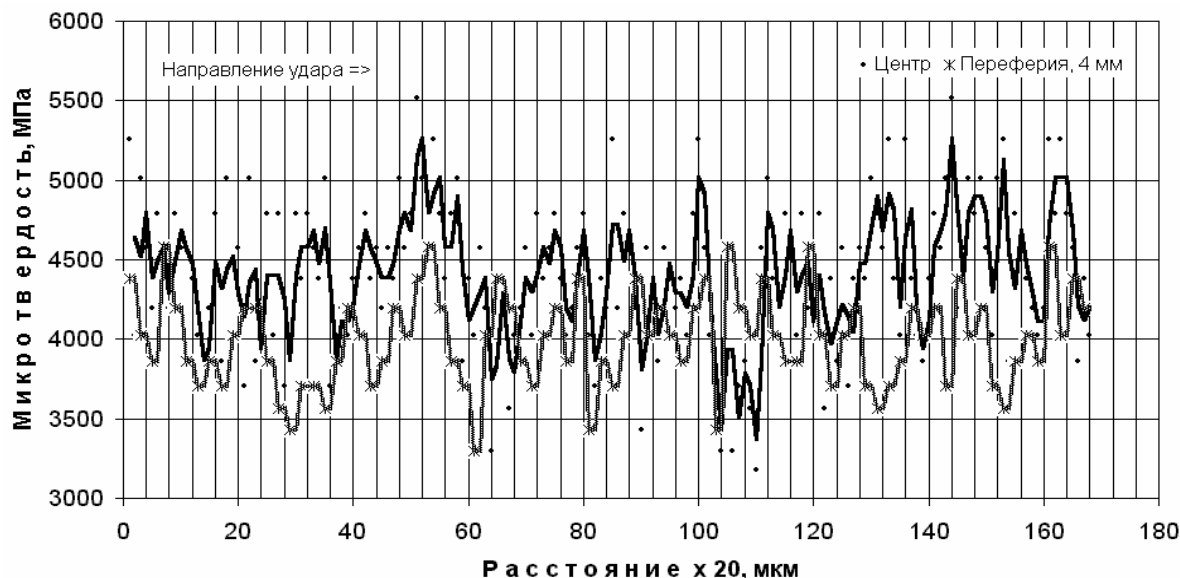


Рис. 3. Распределение микротвердости вдоль направления движения ударной волны в зоне 1

На рис. 3 представлены результаты измерения микротвердости на шлифах поперечного сечения от края «основной» части мишени вдоль направления удара с интервалом 20 мкм при нагрузке 20 г. Измерения были выполнены по следу движения волны в центральной и периферийной части, отстоящей от центра на 4 мм, в обоих случаях на уровне зоны 1. Абсолютные значения микротвердости в центре и на периферии достигали в среднем 4413 и 3996 МПа соответственно при средней твердости металла образца в исходном состоянии 2416 МПа. Как видно из рис. 3, результаты измерения микротвердости после ударного нагружения имели волнообразный характер с размером полуволны 100–200 мкм. По сравнению с центральной, периферийная волна, отстоящая от центра на 4 мм, находилась в противофазе, и, таким образом, они были самосогласованы в мезообъеме 100–200 мкм (зона 1). Аналогичные результаты были получены и на уровне зоны 2. Периферийная волна, отстоящая от центра на 11 мм (зона 2), реже была самосогласована с центральной, зато размер самосогласованных объемов увеличивался до 300–600 мкм.

Можно полагать, что при ударном нагружении формируется прямая макроволна пластической деформации, которая по мере своего движения по сечению образца, теряя скорость, модулирует структуру материала, разбивая ее на все более крупные размеры, между которыми фазы волн изменяются на противоположные, что приводит к относительной релаксации напряжений внутри сформированных мезообластей. Если волна теряет свою скорость до уровня, при котором самосогласование охватывает все сечение мишени, материал остается структурно-стабильным, и разрушения не происходит. В случае откола в центральной и периферийной частях формируются мезообъемы 100–200 мкм и 300–400 мкм соответственно. Такие мезообъемы совершают согласованные развороты относительно друг друга и вокруг направления действия максимальных напряжений. Внутри таких мезообъемов формируется высокодисперсное, однородное

структурное состояние, в котором напряжения скомпенсированы и сохраняется относительная стабильность.

После прохождения сжимающей волны пластической деформации от тыльной стороны в материале мишени формируется разгрузочная волна, подключающая ротационные моды. Происходит релаксация внутренних напряжений, которые сохранились вдоль нескомпенсированных границ раздела мезообъемов. Мощная локализация пластической деформации по механизму адиабатических сдвигов вдоль границ раздела могла привести к выкрашиванию мезообъемов, потере веса и снятию в откольной зоне внутренних напряжений.

Основные результаты

На основании литературных данных и результатов проведенных расчетов была построена схема сил, действующих в зоне резания, с учетом упруго-пластических волн разгрузки (рис. 4).

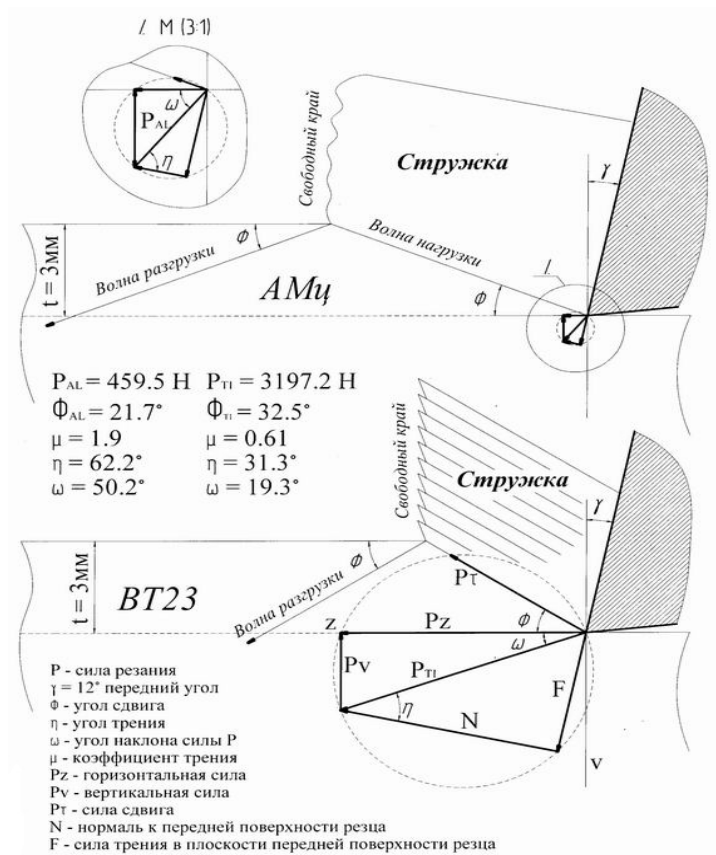


Рис. 4 Схема сил, действующих в зоне ортогонального резания, с учетом упруго-пластических волн разгрузки

Можно полагать, что при высокоскоростной лезвийной обработке волна нагрузки, формируемая краем инструмента и направленная под углом сдвига (Φ), приводя к локальному упрочнению, достигнув свободной поверхности обрабатываемой заготовки, будет отражаться от нее (рис. 4). Смена механизма пластической деформации и формирование волны разгрузки приведет к направленному тепловыделению, разупрочнению материала, особенно интенсивному вблизи поверхности заготовки (свободного края).

Как показали расчеты, в сплаве АМц с небольшими силой и углом сдвига, в условиях интенсивного деформационного упрочнения с большой теплопроводностью, вол-

на разгрузки, отражаясь под небольшим углом к поверхности заготовки, разупрочняет материал далеко впереди зоны стружкообразования. В этом случае развивается равномерная пластическая деформация, формируется «сливная стружка» (рис. 5).

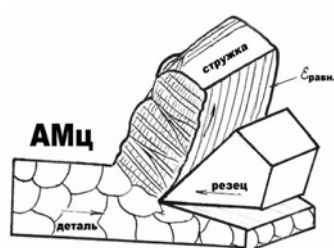


Рис. 5. Схема формирования «сливной» стружки (равномерная пластическая деформация)

В сплаве ВТ23 с малой теплопроводностью волна разгрузки, отражаясь под большим углом к поверхности заготовки при смещении стружки, возвращается в зону стружкообразования, где тепло локализуется. В этом случае происходит локализация пластической деформации, формируется стружка адиабатического сдвига (рис. 6).

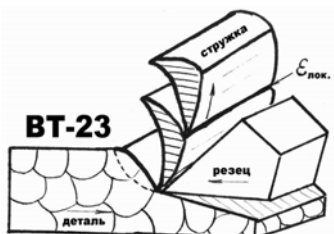


Рис. 6. Схема образования стружки «адиабатического» сдвига (сильная локализация деформации)

Производились измерения микротвердости на микрошлифах, приготовленных в продольной плоскости стружки в долевом и поперечном ее направлениях с интервалом 20 мкм при нагрузке 20 г. Результаты измерения микротвердости имели волнообразный характер с периодом, равным ширине сегмента стружки, особенно при измерении вдоль направления свободного края элементной стружки (рис. 7, рис. 8, а).

Максимальные значения микротвердости приходились на места сочленения сегментов стружек (рис. 7, рис. 8, а, зона 6), в которых с помощью просвечивающей электронной микроскопии ранее была обнаружена локализация пластической деформации по механизму формирования узких зон вторичных дислокационных субструктур.

В структуре стружки из сплава ВТ23 локализация пластической деформации выражалась в формировании узких полос (зон) с более мелкой ячеистой структурой. На рис. 8 представлены: схематическое изображение исследованной фольги после лезвийной обработки (рис. 8, б); номера зон (1–6), в которых была произведена съемка; и распределение по этим зонам средних размеров дислокационных ячеек (рис. 8, в). Номера зон 1 и 6 соответствовали местам сочленения сегментов стружки, а номера 2, 3, 4, 5 – местам внутри сегментов. Как видно из графика (рис. 8, в), вдоль границ сегментов свободного края стружки, в узких полосах локализации пластической деформации (зона 6) формировались более мелкие дислокационные ячейки (0,15 мкм) по сравнению с зонами 4 и 5 (0,3 мкм). Вдоль границ сегментов прирезцового края стружки разница в размерах дислокационных ячеек в зонах 1 и 2–3 была меньше.

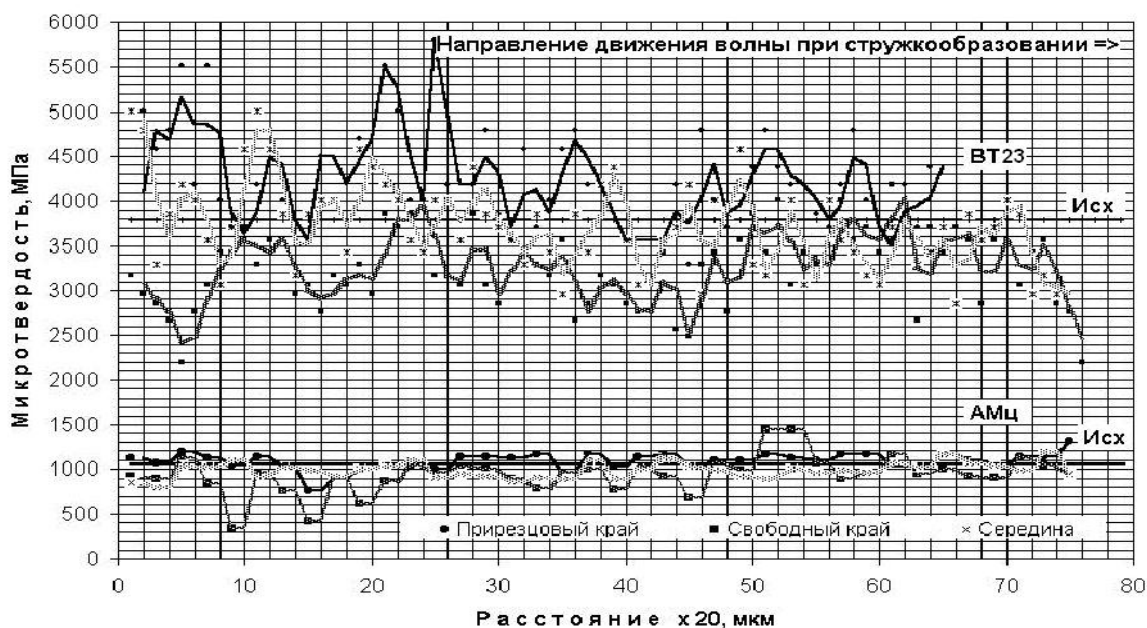


Рис. 7. Результаты измерения микротвердости материала стружки из сплавов BT23 и AMц вдоль направления движения резца

Таким образом, в процессе обработки резанием в зоне контактного взаимодействия обрабатываемой заготовки и инструмента изменялось соотношение между скоростью деформационного упрочнения, фрикционного тепловыделения и скоростью релаксационного разупрочнения материала.

Исходя из количественного соотношения перечисленных факторов, система в результате своей самоорганизации устанавливает оптимальный размер объема металла (сегмента стружки), в котором пластическая деформация развивается равномерно в изотермических условиях.

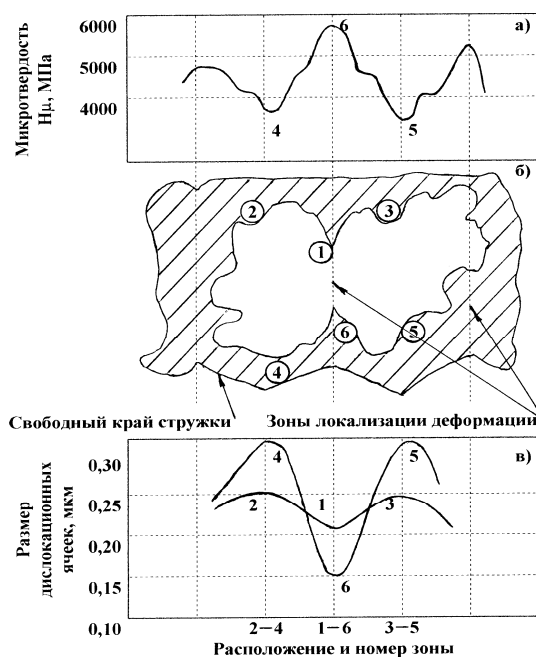


Рис. 8. Изменение значений микротвердости (а), размеров дислокационных ячеек (в) и схема (б) их распределения в долевом направлении элементной стружки

При высокоскоростной деформации и низкой теплопроводности обрабатываемой заготовки в объеме материала происходит переход от равномерной изотермической деформации к локализованной адиабатической, что приводит к интенсивному выделению тепла во время отражения волны разгрузки от свободной поверхности заготовки.

Заключение

На макроуровне резец, являясь макро-концентратором, формирует впереди себя волну нагрузки периодической концентрации напряжения, определяемую полем упругих напряжений в окрестностях распространяющейся трещины. Поле напряжения, возникающее вблизи резца, зависящее от его геометрии и первоначально формирующееся на макро-уровне, далее перераспределяется на мезо- и микро-уровень.

В результате самоорганизации системы формируется разгрузочная волна пластической деформации и разрушения, зависящая от релаксационной способности материала (его энергии дефекта упаковки). Такая волна, первоначально формирующаяся на микроуровне, перераспределяется на мезо- и далее на макроуровень, обеспечивая релаксацию напряжения во всем объеме детали.

Для повышения эффективности лезвийной обработки необходимо торможение или рассеивание волны разгрузки, что обеспечивается при меньшем угле сдвига Φ и повышении теплопроводности обрабатываемого материала.

При стружкообразовании соотношение количества выделяемого тепла и его теплооттока, а также соотношение скоростей деформационного упрочнения и релаксационного разупрочнения определяют объем металла обрабатываемой заготовки, вовлекаемый в равномерную пластическую деформацию, и период локализации деформации (размер сегмента стружки).

Для эффективного повышения износостойкости инструмента необходимо, чтобы скорость деформационного упрочнения преобладала над скоростью динамической структурной и концентрационной релаксации. Необходимо создавать условия, чтобы как можно дольше не происходило торможение эволюционирования структуры на микро- и мезоуровнях, вплоть до исчерпания трансляционных механизмов упрочнения за счет формирования ячеистой дислокационной структуры, а также оптимизировать скорость и температуру деформирования [16].

Литература

1. Skotnikova M.A., Ushkov S.S. Decomposition of Nonequilibrium Solid Solutions and Mechanical Properties of Titanium Alloy. // Titanium-99. Science and Technology, Saint Petersburg, Russia, 1999, v.1, p.414–422.
2. Скотникова М.А. К вопросу о кинетике структурно-фазовых превращений в деформированных титановых полуфабрикатах // Новые материалы и технологии Сб. трудов МГАТУ им. К.Э. Циолковского – М.: МГАТУ, 1996 с. 17–22.
3. Скотникова М.А., Ушков С.С. Разработка научного принципа выбора окончательной термической обработки двухфазных горячедеформированных полуфабрикатов из сплавов титана // Прогрессивные материалы и технологии, вып.3, ЦНИИ КМ Прометей, 1999, с. 91–98.
4. Скотникова М.А. Изучение структурно-фазовых превращений и свойств, как способ совершенствования технологии производства и термообработки деформированных полуфабрикатов из сплавов титана // MORINTECH-97 The Second International Conference and Exhibition On Marine Intellectual Technologies. Russia, Saint-Petersburg, 1997, v.4, p. 251–255.
5. Мещеряков Ю.И., Диваков А.К. Интерференционный метод регистрации скорост-

- ной неоднородности частиц в упруго-пластических волнах нагрузки в твердых телах. Ленинградский филиал института машиноведения имени А.А. Благонравова, РАН, 1989, препринт № 25, 36 с.
6. Skotnikova M.A., Voinov K.N., Martynov M.A., Ushkov S.S. About Nature of Dissipative Processes at Cutting Treatment of Titanium Blanks // *Titanium-99. Science and Technology*, Saint Petersburg, Russia, 1999, v.3, p.1668–1674.
 7. Skotnikova M.A., Martynov M.A., Ushkov S.S., Kastorsri D.A. Structural-Phase Transformation In Titanium Alloys at High-Speed Mechanical Effect // *The 10th World Conference On Titanium 13–18 July 2003*, S9–33, Hamburg, Germany.
 8. Скотникова М.А., Савенков Г.Г., Крылов Н.А. Структурно-фазовые превращения в двухфазных сплавах при импульсном нагружении // Сб. статей «Актуальные проблемы прочности», Новгород, НГТУ, 2002, с. 58.
 9. Skotnikova M.A., Kastorsri D.A., Storina T.I., Krylov N.A. Structural and Phase Transformations in Metals at Fast-Track Cutting // *Abstracts «Physics and Mechanics of Large Plastic Strains»*. St. Petersburg, June 4 to 7, CRISM «Prometey» (Russia) and France, 2002, p. 63–64.
 10. Скотникова М.А., Крылов Н.А. и др. Стружкообразование, как способ периодической локализации пластической деформации и разрушения в металле заготовки // Сб. ст. Технологии третьего тысячелетия, СПб, ПИМаш, 2002, с.62–68.
 11. Касторский Д.А., Крылов Н.А., Строкина Т.И. Периодические структурно-фазовые превращения протекающие при лезвийной обработке // Сб. статей «Проблемы современного энергомашиностроения». Уфа, УГАТУ, 2002, с. 60.
 12. Крылов Н.А. Повышение ресурса работы лезвийного инструмента при высоких скоростях механической обработки // Сб. тр. «Молодые ученые–промышленности северо-западного региона». Политехнический симпозиум. Тезисы докладов. СПбГТУ, 17 декабря 2002 года.
 13. Скотникова М.А., Касторский Д.А., Строкина Т.И., Крылов Н.А. Повышение эффективности лезвийной обработки металлических заготовок на основании исследования в зоне стружкообразования // Сб. ст. «Новые материалы и технологии», Москва, МАТИ, 2002, с.41–42.
 14. Скотникова М.А., Иванов С.Ю., Кобелева М.В., Крылов Н.А. Повышение качества поверхностей деталей машин методом нанесения регулярного микрорельефа // Сб. статей «Прогрессивные технологии обработки материалов, режущий инструмент и оснастка». СПб., ПИМаш, 2002, с.187–191.
 15. Skotnikova M., Strokina T., Krylov N., Mesherykov Yu., Divakov A. Formation of Rotation in Titanium Alloys at Shock Loading // *Bulletin of the American Physical Society. 13-th APS Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter. July 20–25, 2003, Portland, Oregon, Volume 48, No.4, IP2–13, page 43.*
 16. Скотникова М.А., Виноградов В.В., Крылов Н.А. Учет волновой теории пластической деформации при высокоскоростной механической обработке поверхностей заготовок // *Металлообработка. – 2005. – Т.4 (28). – С. 12–17.*

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОПРОВОДЯЩИХ ПОКРЫТИЙ

О.С. Малютина

Научный руководитель – д.т.н., профессор Г.Н. Лукьянов

Рассмотрены особенности и область применения тонкопленочных магнитопроводящих композитов. Описывается макет прибора для измерений магнитной проницаемости указанных материалов. Приводятся результаты измерений, выполненных с помощью разработанного макета, а также результаты исследований свойств поверхности исследуемых материалов. Показана работоспособность выбранного метода.

Введение

Разработка новых эффективных экранирующих материалов и покрытий является важным направлением. Экранирующие защитные материалы применяются для снижения взаимного влияния радиокomпонентов, улучшения электромагнитной совместимости различных систем, защиты от систем обнаружения и наведения, а также для электромагнитной защиты технических и биологических объектов и т.д.

Как известно, диапазон частот, в котором работают современные технические средства, находится в интервале от единиц герц до сотен гигагерц. Для изготовления защитных материалов, эффективных как в низкочастотном, так и в высокочастотном диапазонах, необходимо использовать разные физические принципы и, соответственно, применять принципиально различные технологические подходы. Так, для низкочастотных магнитных полей (до сотен килогерц) защитный материал должен представлять собой сплошную оболочку, эффективно замыкающую внутри себя силовые линии магнитного поля, в то время как в диапазоне частот электромагнитных полей (от единиц мегагерц до десятков гигагерц) следует применять композит с порошковым наполнителем, сочетающий в себе как магнитные, так и диэлектрические свойства.

Особый интерес представляет разработка лакокрасочных покрытий, обладающих магнитопроводящими свойствами.

Введение магнитных частиц в полимерную матрицу позволяет улучшить их магнитные характеристики [1]. Но для эффективного использования полученного композита необходимо знать его свойства, в первую очередь – ферромагнитные.

Цель данной работы – исследование характеристик лакокрасочного покрытия на основе полимерной матрицы с ферромагнитным наполнителем (Лак КО-921 + Ультрадисперсный порошок металлического никеля Ni).

Поскольку покрытие представляет собой тонкую пленку, перед нами стояла задача разработать способ измерения магнитных свойств ферромагнитных покрытий, обладающий достаточно высокой чувствительностью. Для решения данной задачи был предложен метод сравнения магнитных сопротивлений, на основе которого был создан экспериментальный прибор.

Постановка задачи

К измеряемым характеристикам магнитного поля относятся вектор магнитной индукции B , напряженность поля H , поток вектора индукции (магнитный поток), градиент магнитного поля и другие. Магнитное состояние вещества определяется намагниченностью J – величиной результирующего магнитного момента, отнесенного к единице объема (или массы) вещества; магнитной восприимчивостью k_m , магнитной проницаемостью μ , магнитной структурой.

Для измерения магнитных параметров материалов применяются разнообразные методы (баллистический, магнитометрический, электродинамический, индукционный и т.д.), но большинство этих методов пригодны только для исследования объемных об-

разцов и не пригодны для измерения магнитных характеристик ферромагнитного покрытия. Особенность измерения свойств покрытий связана с малым сечением образцов. Понятие «покрытие» или «пленка» связано, главным образом, с представлением о форме изделия или образца, один из размеров которого много меньше двух других [3].

В связи с малым сечением образцов при измерении их характеристик необходимо пользоваться аппаратурой, обладающей высокой чувствительностью.

В ходе решения поставленной задачи был предложен метод сравнения магнитных сопротивлений.

Магнитные цепи [4]

Как известно, магнитная цепь содержит ряд тел и сред, образующих замкнутые пути для основной части силовых линий созданного поля – магнитопровод и элементы, возбуждающие магнитное поле. Магнитные цепи могут быть разветвленными и неразветвленными, однородными и неоднородными и т.д. На рис. 1 приведена схема неразветвленной магнитной цепи. Предположим вначале, что магнитопровод замкнут, воздушный зазор отсутствует. В этом случае имеем дело с однородной магнитной цепью.

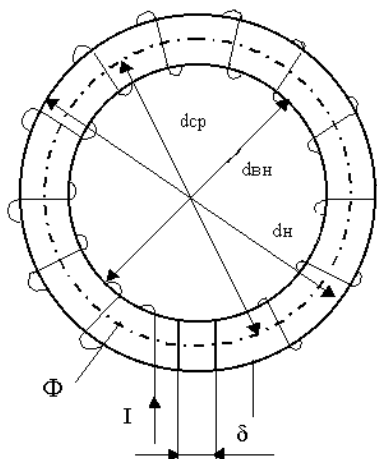


Рис. 1. Схема неразветвленной магнитной цепи

Произведение тока, проходящего через обмотку, на число витков носит название намагничивающей силы:

$$F = I \cdot w, [A].$$

Напряженность поля определяется выражением

$$H = \frac{F}{l_{cp}}, [A/m],$$

где l_{cp} – длина средней линии магнитопровода. Магнитная индукция в сердечнике определяется формулой:

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot H, [Тл],$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Ом·с/м – магнитная постоянная, равная магнитной проницаемости вакуума, μ – относительная магнитная проницаемость материала сердечника. Магнитный поток в сердечнике

$$\Phi = B \cdot S, [Вб],$$

где S – площадь поперечного сечения магнитопровода.

Если известна намагничивающая сила F , мы можем определить потоки на отдельных участках цепи. Для этого воспользуемся следующей формулой:

$$\Phi = \frac{F}{R_m},$$

т.е. магнитный поток равен намагничивающей силе, деленной на магнитное сопротивление. При этом магнитное сопротивление

$$R_m = \frac{l_{cp}}{\mu\mu_0 S}, [1/\text{Ом}\cdot\text{с}]$$

уменьшается с увеличением магнитной проницаемости материала сердечника.

Рассмотрим неоднородную цепь. Магнитопровод при этом имеет, например, два участка: участок из ферромагнитного материала длиной $l_1 = l - \delta$ и с магнитной проницаемостью μ_1 и участок с величиной δ с магнитной проницаемостью μ_2 , причем $\mu_2 < \mu_1$. Тогда магнитный поток в магнитопроводе будет равен

$$\Phi = \frac{F}{R_{m1} + R_{m2}},$$

где F – намагничивающая сила, $R_{m1} = \frac{l_1}{\mu_1 \cdot \mu_0 \cdot S}$ – магнитное сопротивление участка

из ферромагнитного материала, $R_{m2} = \frac{\delta}{\mu_2 \cdot \mu_0 \cdot S}$ – магнитное сопротивление участка с

другими магнитными свойствами.

Из приведенного выражения следует, что магнитное сопротивление зазора снижает величину магнитного потока в магнитопроводе рабочего трансформатора.

При сравнении измеренных потоков, проходящих сквозь однородный и неоднородный магнитопроводы, можем определить магнитное сопротивление зазора, а, следовательно, и его магнитную проницаемость.

Принцип действия прибора

Для реализации данного метода и изготовления макета прибора использовались два одинаковых трансформатора с ленточными разрезными магнитопроводами. В зазор магнитопровода одного из трансформаторов (назовем его рабочим трансформатором) вставляем исследуемую лакокрасочную композицию с ферромагнитным наполнителем. Магнитное сопротивление зазора снижает величину магнитного потока в магнитопроводе рабочего трансформатора. В другом трансформаторе магнитный поток остается неизменным. Соединяем два трансформатора встречно. Когда в зазоре рабочего трансформатора нет образца (цепь однородна), сигналы трансформаторов гасят друг друга.

После того, как мы вводим в зазор рабочего трансформатора исследуемый образец, магнитное сопротивление магнитопровода увеличивается. Амплитуда сигнала при этом почти не меняется, так как трансформатор работает без нагрузки, а фаза смещается. Осциллограммы сигналов для обоих случаев представлены на рис. 2.

Таким образом, при встречном включении трансформаторов на выходе мы получаем сигнал различной интенсивности в зависимости от магнитного сопротивления магнитопровода рабочего трансформатора.

Принципиальная электрическая схема экспериментального прибора представлена на рис. 3.

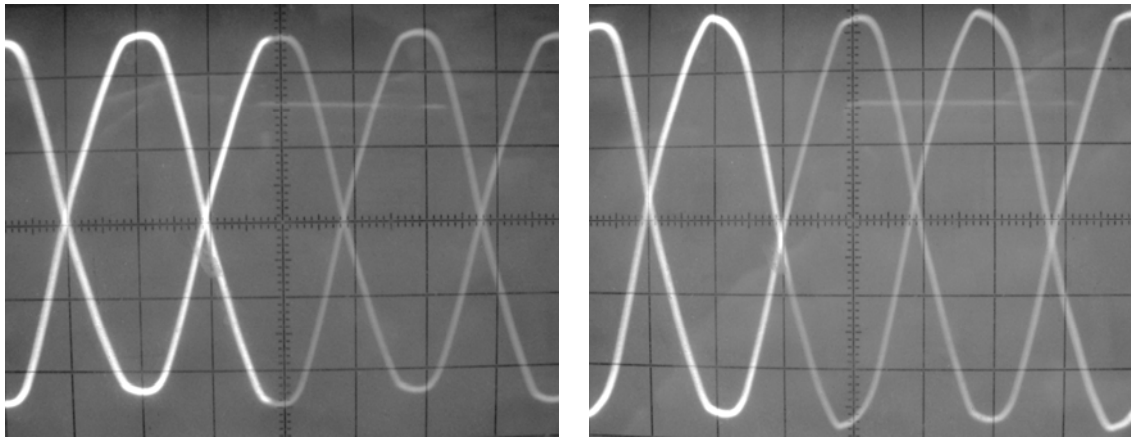


Рис. 2. Осциллограммы выходных сигналов. Слева: оба магнитопровода замкнуты. Справа: в зазор рабочего трансформатора вставлена лакокрасочная композиция с ферромагнитным наполнителем из никелевого порошка

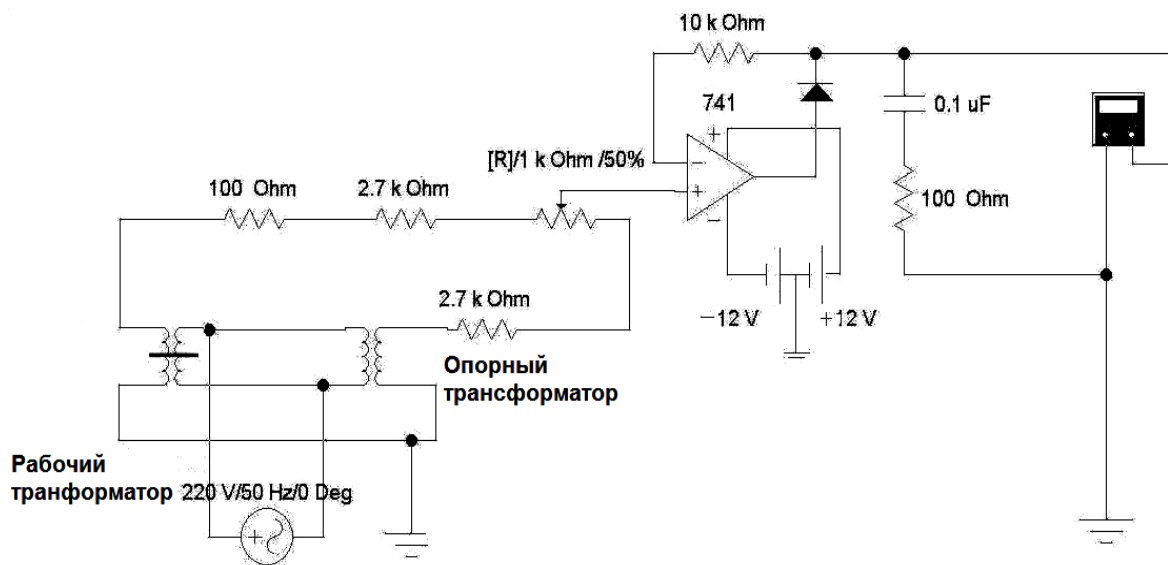


Рис. 3. Принципиальная схема прибора

Результаты измерений

Проведенные эксперименты показали, что существует однозначная монотонная зависимость напряжения выходного сигнала прибора от концентрации ферромагнитных частиц в лакокрасочном покрытии. На рис. 4 представлены результаты измерений для образцов толщиной 0,3 мм.

На следующем графике (рис. 5) представлены аналогичные результаты для образца толщиной 0,5 мм.

Эксперименты показали хорошую повторяемость результатов. Трудность вызвала привязка полученных данных к магнитной проницаемости исследуемых образцов. Это связано с большим разбросом литературных данных по магнитной проницаемости никеля.

На графиках (рис. 6, 7) представлены зависимости магнитной проницаемости от напряжения на выходе прибора.

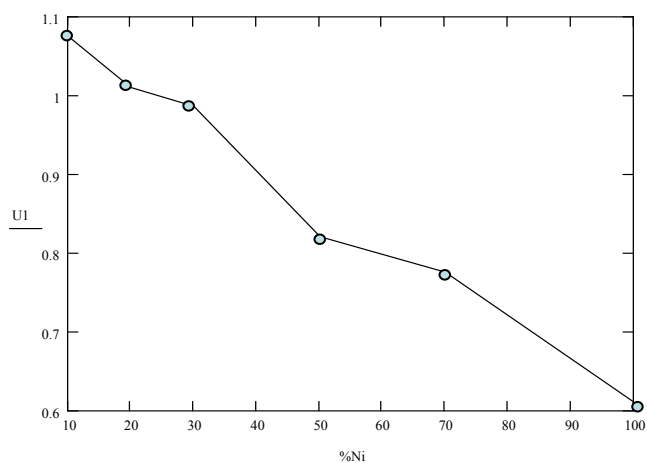


Рис. 4. Результаты эксперимента на образцах толщиной 0,3 мм с разной концентрацией порошка никеля при температуре 25 °С

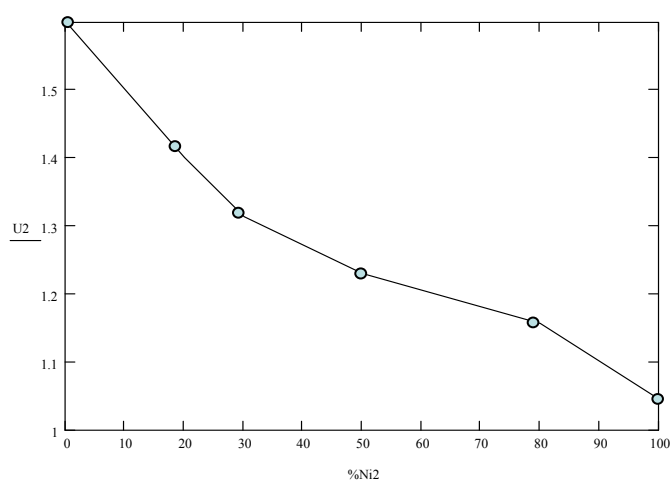


Рис. 5. Результаты эксперимента на образцах толщиной 0,5 мм с разной концентрацией порошка никеля при температуре 25 °С

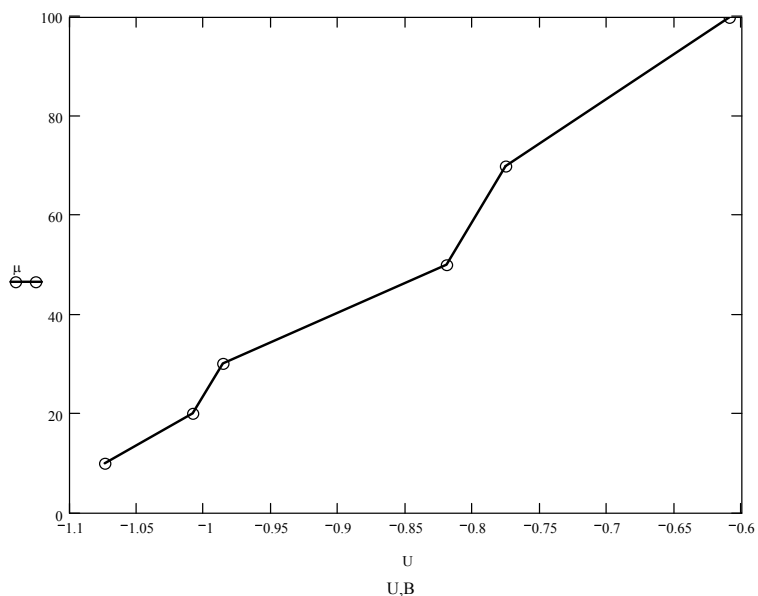


Рис. 6. Зависимость магнитной проницаемости от напряжения на выходе прибора при образцах толщиной 0,3 мм при разной концентрации никеля

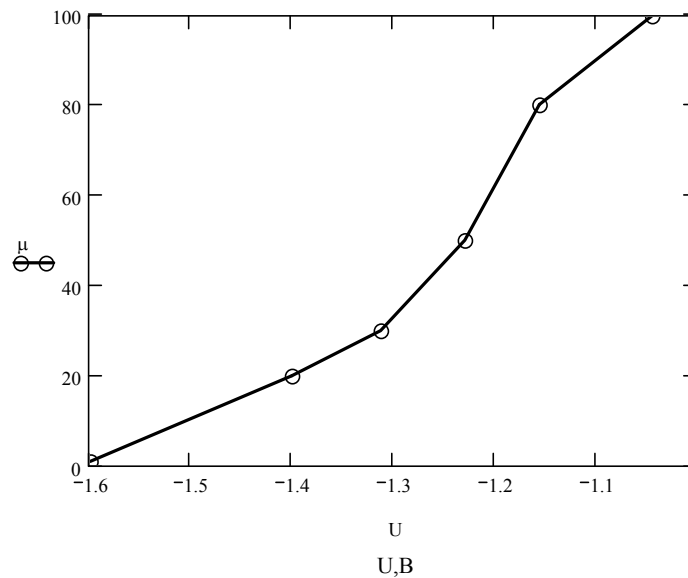


Рис. 7. Зависимость магнитной проницаемости от напряжения на выходе прибора при образцах толщиной 0,5 мм при разной концентрации никеля

Морфология поверхности покрытия по данным оптической микроскопии

Проведены исследования поверхностной структуры покрытий с вычислением показателя Херста [5] и выявлением его зависимости от концентрации ферромагнитных частиц.

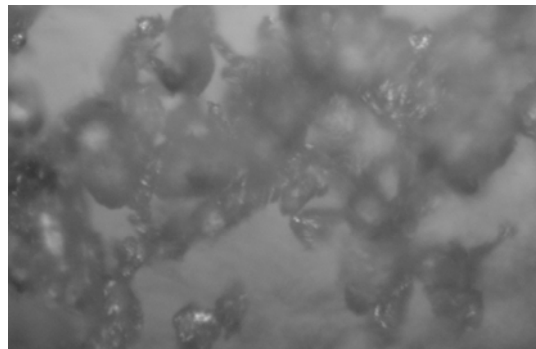


Рис. 8. Морфология поверхности покрытия по данным оптической микроскопии. Показатель Херста $H = 0,8823$. Фрактальная размерность $D_f = 3 - H = 2,1177$

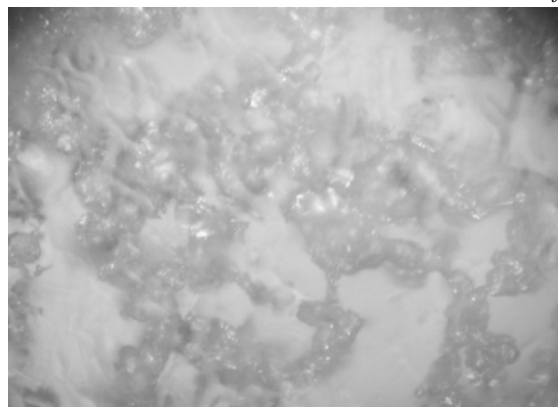


Рис. 9. Показатель Херста $H = 0,8552$. Фрактальная размерность $D_f = 3 - H = 2,1448$

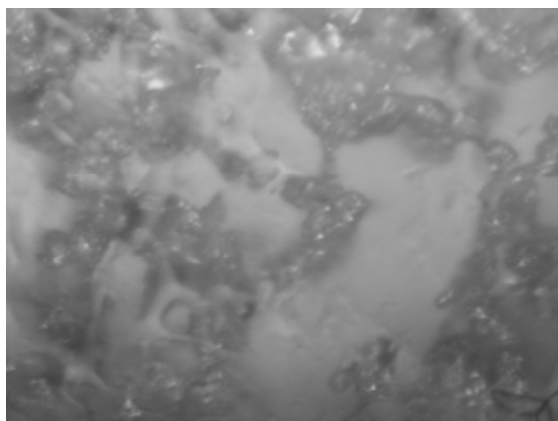


Рис. 10. Показатель Херста $H = 0,9113$. Фрактальная размерность $D_f = 3 - H = 2,0887$

Заключение

В результате проделанной работы

- был создан макет прибора для измерения магнитных свойств ферромагнитных покрытий, работа которого основана на методе сравнения магнитных сопротивлений;

- проведены исследования магнитных свойств покрытий с различной концентрацией компонентов;

- получены зависимости магнитной проницаемости от концентрации. Полученные значения соотносятся с ожидаемыми результатами. Магнитная проницаемость возрастает по мере увеличения объемного содержания металлического порошка в полимерной матрице;

- проведено исследование топологии поверхности и состава образцов.

Выбранный метод измерения ферромагнитных свойств покрытий показал свою работоспособность, хорошую чувствительность и повторяемость результатов.

Для дальнейшего развития метода и его внедрения необходимы метрологические исследования и более точные данные по свойствам ферромагнитных материалов.

Литература

1. Помогайло А.Д., Розенберг А.С., Уфлянд И.Е. Наночастицы металлов в полимерах. – М.: Химия, 2000. – 672 с.
2. Антонов В.Г., Петров Л.М., Щелкин А.П. Средства измерений магнитных параметров материалов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. – 216 с.
3. Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Архангельский В.Б. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990. – 208 с.
4. Кацман М.М. Электрические машины. – М.: Высшая школа, 2003. – 469 с.
5. Федер Е. Фракталы. Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 254 с.

НАШИ АВТОРЫ

Альтшулер Евгений Владимирович – аспирант кафедры оптических технологий

Анисимов Андрей Геннадьевич – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Барсуков Олег Анатольевич – аспирант кафедры физики

Бахметьев Вадим Вадимович – старший преподаватель Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)

Богатинский Егор Маркович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Богатырева Валерия Владимировна – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники

Богданов Игорь Юрьевич – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

Вилкова Елена Юрьевна – соискатель Института химии высокочистых веществ РАН

Виноградов Иван Александрович – соискатель кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Гаврилов Егор Валерьевич – соискатель кафедры прикладной и компьютерной оптики

Гарибин Евгений Андреевич – Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, ГОИ

Горбачев Алексей Александрович – доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Городецкий Андрей Александрович – аспирант Научно-исследовательского центра «Информационные оптические технологии»

Грбарник Андрей Сергеевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Дейнека Иван Геннадиевич – студент кафедры физики и техники оптической связи

Дементьева Юлия Сергеевна – аспирант кафедры лазерной техники и экологического приборостроения

Демиденко Алексей Александрович – Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, ГОИ

Дюкин Роман Владимирович – магистр кафедры лазерной техники и экологического приборостроения

Ерузин Александр Анатольевич – доцент Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)

Жуков Дмитрий Валерьевич – студент кафедры оптико-электронные приборы и системы

Зацепин Иван Юрьевич – студент Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)

Зацепина Ирина Евгеньевна – студент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Иванов Дмитрий Александрович – аспирант Мордовского государственного университета им. Н.П. Огарева

Игнатьев Алексей Владимирович – студент кафедры физики и техники оптической связи

Ильин Дмитрий Валерьевич – аспирант кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения

Клементьева Анастасия Валерьевна – студент кафедры оптоинформационных технологий и материалов

Клепикова Ульяна Петровна – соискатель Института химии высокочистых веществ РАН

Комарова Юлия Александровна – соискатель кафедры прикладной и компьютерной оптики

Костомаров Денис Сергеевич – студент кафедры лазерной техники и биомедицинской оптики

Кравцова Елена Александровна – аспирант кафедры оптических технологий

Краснящих Андрей Владимирович – доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Крутов Михаил Анатольевич – Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, ГОИ

Крылов Николай Александрович – аспирант Санкт-Петербургского института машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ

Кужаков Павел Викторович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Лазарев Владимир Алексеевич – студент Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана

Ланина Александра Александровна – аспирант Санкт-Петербургского института машиностроения, ЛМЗ-ВТУЗ

Литвинович Александр Александрович – студент кафедры системотехника оптических приборов и комплексов

Лоторейчик Владимир Юрьевич – студент кафедры компьютерных технологий

Малютина Ольга Сергеевна – студент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Мамцев Алексей Васильевич – соискатель кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Мачихин Александр Сергеевич – аспирант Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН

Мельников Кирилл Николаевич – студент кафедры системотехники оптических приборов и комплексов

Мионов Игорь Алексеевич – Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, ГОИ

Москалева Ксения Сергеевна – студент кафедры компьютерной фотоники

Никандров Георгий Васильевич – студент кафедры оптических технологий

Огурцов Константин Александрович – студент Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)

Олехнович Роман Олегович – аспирант кафедры физики и техники оптической связи

Пантюшин Антон Валерьевич – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Рейтеров Владимир Михайлович – Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, ГОИ

Рудометова Полина Борисовна – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Сачков Дмитрий Юрьевич – аспирант кафедры лазерной техники и биомедицинской оптики

Серебрякова Владлена Сергеевна – аспирант кафедры физики и техники оптической связи

Серикова Мария Геннадиевна – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Смирнова Елена Викторовна – студент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Соловьев Валерий Сергеевич – аспирант кафедры физики и техники оптической связи

Тараканов Сергей Александрович – аспирант кафедры физики и техники оптической связи

Тимофеев Василий Александрович – аспирант кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Тропин Алексей Николаевич – соискатель Санкт-Петербургского государственного университета аэрокосмического приборостроения

Усик Александр Александрович – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Федулова Галина Викторовна – Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Фомин Илья Викторович – студент Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)

Цыганкова Екатерина Владимировна – студент кафедры оптоинформационных технологий и материалов

Шамонова Анастасия Сергеевна – аспирант кафедры оптических технологий

Ширшнёв Павел Сергеевич – студент кафедры оптоинформационных технологий и материалов

Шпаков Дмитрий Владимирович – доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Шрамко Олег Анатольевич – студент кафедры физики и техники оптической связи

ОПТОТЕХНИКА	3
Никандров Г.В. Фазо-компенсирующие покрытия	3
Тропин А.Н. Синтез и исследование стабильности спектроразделительных покрытий для среднего ИК-диапазона спектра	7
Литвинович А.А., Мельников К.Н. Телевизионный метод оценки качества микрооптики	12
Альтшулер Е.В. Математическая и программная обработка данных спектрофотометрических измерений	22
Вилкова Е.Ю., Клепикова У.П. Исследование влияния физико-химических характеристик полировальных смол на процесс полирования халькогенидов цинка	28
Игнатьев А.В. Расчет оптимального угла разведения обыкновенного и необыкновенного лучей в двулучепреломляющих элементах	35
Серебрякова В.С. Оптимизация параметров изготовления интегрально-оптических элементов для волоконно-оптических гироскопов	42
Огурцов К.А., Фомин И.В., Бахметьев В.В., Ерузин А.А. Пленка ZnO для большеэкранных дисплеев	54
Комарова Ю.А. Аберрации третьего порядка асферических отражающих поверхностей второго порядка	58
Богданов И.Ю., Гаврилов Е.В. Особенности контроля объектива для формирования наноструктур	62
Сачков Д.Ю. Влияние дискретной структуры фотоприемника на погрешность интерференционного измерения	67
Мачихин А.С. Анализ возможности применения акустооптических фильтров в задаче реконструкции трехмерной структуры микрообъектов в произвольных спектральных интервалах	74
Зацепина И.Е. Учет дифракции при исследовании качества изображения на основе функции рассеяния точки	79
Дейнека И.Г., Шрамко О.А., Тараканов С.А. Изучение магнитооптического эффекта Фарадея	84
Крутов М.А., Миронов И.А., Рейтеров В.М., Гарибин Е.А., Демиденко А.А. Фторид кальция для фотолитографии	90
Барсуков О.А. Поляризационно-оптический микроскоп с новыми функциональными возможностями	97
Ширшнев П.С. Разработка бессвинцового радиационно-стойкого тяжелого фосфатного флинта	102
Костомаров Д.С. Дисперсия оптической анизотропии двухчастотного жидкого кристалла в ближней ИК-области спектра	106
ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ, КОМПЛЕКСЫ И ТЕХНОЛОГИИ	110
Анисимов А.Г., Горбачев А.А., Краснящих А.В. Результаты исследования точностных характеристик оптико-электронной системы контроля соосности на стенде	110
Богатинский Е.М. Основные направления совершенствования оптико-электронных систем для контроля смещений крупногабаритных объектов	114
Богатырева В.В. Позиционно-чувствительный фотоприемник «мультискан» в измерителе угловой скорости вращения	118

Городецкий А.А. Экспериментальные результаты исследования генерации ТГц излучения с помощью кристаллов DAST и лазерной искры	123
Грбарник А.С. Исследование автоколлимационной системы измерения углового положения перемещаемых объектов	132
Кравцова Е.А., Шамонова А.С. Определение сечения вынужденных переходов в материалах, активированных ионами эрбия	141
Кужаков П.В. Влияние гидродинамического потока на элементы конструкции теневого прибора	148
Лазарев В.А. Измерительное устройство контроля деформации и температуры на основе наноразмерных волоконно-оптических датчиков	156
Олехнович Р.О., Тараканов С.А. Изучение изменения сигнала волоконно-оптического гироскопа, вызванного изменением температуры окружающей среды и внешним магнитным полем	164
Рудометова П.Б. Селекция и идентификация типов инспектируемых оптико-электронных систем на основе пеленгационной характеристики	175
Жуков Д.В., Пантюшин А.В., Серикова М.Г. Повышение точностных характеристик методом оптимизации параметров алгоритма в оптико-электронной системе контроля положения реперных меток	183
Смирнова Е.В. Стенд для исследования чувствительности поперечных наводок	189
Тимофеев В.А. Устройство контроля качества микрообъективов на основе функции рассеяния точки	193
Виноградов И.А., Шпаков Д.В., Мамцев А.В. Схемотехника спектрорефрактометрической диагностики биологических тканей	199
Жуков Д.В., Пантюшин А.В., Усик А.А. Алгоритм определения координат изображений точечных источников в движущейся стереоскопической системе на примере оптико-электронной системы контроля положения реперных меток	207
ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА, НАНОСИСТЕМ И МАТЕРИАЛОВ	213
Иванов Д.А., Лоторейчик В.Ю. К вопросу обоснования модели потенциалов нулевого радиуса	213
Москалева К.С., Клементьева А.В. Лазерные свинцово-фторидные наностеклокерамики, активированные ионами эрбия	221
Дементьева Ю.С., Дюкин Р.В. Фемтосекундное лазерное возбуждение поверхностных электромагнитных волн ТЕ-типа	228
Зацепин И.Ю., Соловьев В.С. Сорбция ионов металлов полимерными композитами	235
Цыганкова Е.В. Фото-термо-рефрактивные свойства наностеклокерамик, активированных ионами редких земель	238
Ильин Д.В. Неустойчивость фронта кристаллизации лазерного расплава	245
Ланина А.А. Исследование морфологических особенностей поверхности эродированных лопаток паровых турбин	248
Федулова Г.В. Особенности формирования макропористых кремниевых электродов для портативных топливных элементов	259
Крылов Н.А. Исследование особенностей пластической деформации при высокоскоростном нагружении	268
Малютина О.С. Исследование характеристик электро- и магнитопроводящих покрытий	277
НАШИ АВТОРЫ	283

**Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 49.
ОПТОТЕХНИКА, ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ.** / Главный редактор
д.т.н., проф. В.О. Никифоров. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 288 с.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО
Выпуск 49**

**ОПТОТЕХНИКА,
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ.**

Главный редактор
доктор технических наук, профессор
В.О. Никифоров
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 10.04.08.
Заказ 1189. Тираж 100 экз.