

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

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

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Выпуск 26

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ПРИБОРОСТРОЕНИЯ**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2006**

Выпуск содержит материалы **III межвузовской конференции молодых ученых**. Конференция была организована 10–13 апреля 2006 года Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики в сотрудничестве с

- Санкт-Петербургским государственным университетом
- Санкт-Петербургским государственным инженерно-экономическим университетом
- Казанским государственным университетом
- Санкт-Петербургским государственным технологическим институтом (техническим университетом)
- Санкт-Петербургским государственным политехническим университетом
- Санкт-Петербургским государственным университетом кино и телевидения
- Санкт-Петербургским государственным морским техническим университетом
- Самарским государственным архитектурно-строительным университетом
- Российским государственным гуманитарным университетом
- Мурманским государственным техническим университетом
- Ленинградским государственным университетом им. Пушкина
- ФГУП «НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»
- ОАО «Российским институтом радионавигации и времени»
- Российской академией художеств.

В выпуске представлены работы, поддержанные финансированием в рамках:

- Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники на 2002–2006 гг.» (Федеральное агентство по науке и инновациям);
- аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 гг.)» (Федеральное агентство по образованию);
- Федеральной целевой программы развития образования на 2006–2010 гг. (Федеральное агентство по образованию);
- Российского фонда фундаментальных исследований,

а также инициативные разработки.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель – ректор СПбГУ ИТМО, д.т.н., профессор **В.Н. Васильев**

Сопредседатели – проректор по развитию, д.т.н., профессор **В.О. Никифоров**,
проректор по УО и АР, д.ф.-м.н., профессор **Ю.Л. Колесников**,
проректор по УМР, к.т.н., профессор **А.А. Шехонин**,
декан факультета ППО, д.т.н., профессор **В.Л. Ткалич**

Члены программного комитета – д.т.н., профессор **Ю.А. Гатчин**, д.т.н., профессор **В.М. Мусалимов**, д.т.н., профессор **С.Б. Смирнов**, д.т.н., профессор **В.А. Тарлыков**, д.т.н., профессор **Е.Б. Яковлев**, к.т.н. **Т.В. Точилина**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Председатель – начальник НИЧ **Л.М. Студеникин**

Зам. председателя – к.т.н. **Т.В. Точилина**

Члены организационного комитета – **П.А. Борисов**, **Н.Н. Валентик**, **И.Н. Жданов**, **С.Ю. Керпелева**, **Н.В. Когай**, **А.В. Козаченко**, **И.М. Кудрявцева**, **Д.В. Лукичъв**, **А.А. Малинин**, **Л.В. Можжухина**, **Ю.С. Монахов**, **Н.Б. Нечаева**, **М.В. Никитина**, **М.С. Петрищев**, **С.С. Резников**, **В.Н. Фролков**

ISSN 1819-222X

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2006

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ He-Ne ЛАЗЕРА НА КОЖУ И ЖИРОВУЮ ТКАНЬ****А.Е. Пушкарева****Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.Ю. Храмов**

В работе проведено математическое моделирование воздействия He-Ne лазера на кожу и подкожную жировую клетчатку. Получены распределения освещенности в тканях, а также угловые зависимости интенсивности излучения, прошедшего через слой жировой ткани. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

Введение

В последнее время низкоинтенсивное лазерное излучение находит все более широкое применение в различных областях медицины и биологии. В связи с этим важнейшей задачей является изучение взаимодействия такого рода излучения с биологическими тканями. Одной из областей применения лазерного излучения является косметология. В этой области в большинстве случаев воздействию подвергается кожа (или структуры, располагающиеся в ней) и подкожная жировая клетчатка. Существуют различные работы по изучению взаимодействия света с кожей [1, 2], однако вопросы, связанные с распространением лазерного излучения в жировой ткани, изучены крайне мало.

Интерес представляет как экспериментальные, так и теоретические исследования. Для проведения корректных расчетов необходимо иметь полную информацию об оптических параметрах изучаемой ткани, а также об ее структуре. Поэтому особенно важным представляется сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными, что позволит понять особенности ткани с точки зрения распространения в ней лазерного излучения.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию распространения излучения He-Ne лазера в коже и подкожной жировой клетчатке. Параллельно проводились экспериментальные исследования пропускания излучения He-Ne лазера образцом жировой ткани [3]. Результаты этих исследований использовались для сравнения с результатами моделирования.

1. Описание эксперимента

В качестве источника света было выбрано непрерывное излучение He-Ne лазера ($\lambda=632.8$ нм). Исследовалась угловое распределение лазерного излучения, рассеянного образцом жировой ткани толщиной $1\pm 0,1$ мм. Схема установки представлена на рис. 1. Диаметр апертурной диафрагмы 1 мм. Для получения диаграммы рассеяния света фотодиод перемещался в диапазоне углов $\pm 90^\circ$ относительно нормали к поверхности образца с шагом 5° .

В экспериментах использовалась подкожная жировая ткань свиньи, взятая от различных особей. Свежие материалы использовались в течение суток со дня изъятия. Кровеносных сосудов, нервных волокон или каких-то других биологических включений в образце не наблюдалось. Интенсивность прошедшего образец излучения нормировалась на величину интенсивности излучения, падающего по нормали на жировую ткань, т.е., если $I_0(\theta)$ и $I_1(\theta)$ – угловые распределения, соответственно, падающего на

образец и прошедшего через него излучения, то нормированное угловое распределение на выходе равно

$$I(\theta) = \frac{I_1(\theta)}{I_0(0)}.$$

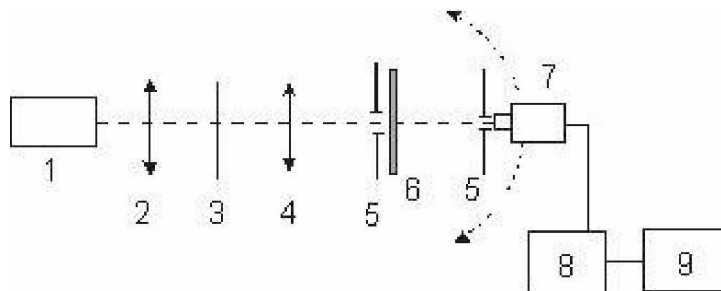


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования диаграммы рассеяния светового сигнала, прошедшего через образец жировой ткани *in vitro*:
 1 – He-Ne лазер; 2 – коллиматор; 3 – модулятор; 4 – фокусатор; 5 – апертурная диафрагма; 6 – устройство крепления жировой ткани; 7 – фотодиод; 8 – усилитель; 9 – осциллограф

Полученное таким образом нормированное распределение интенсивности на выходе из образца представлено на рис. 2.

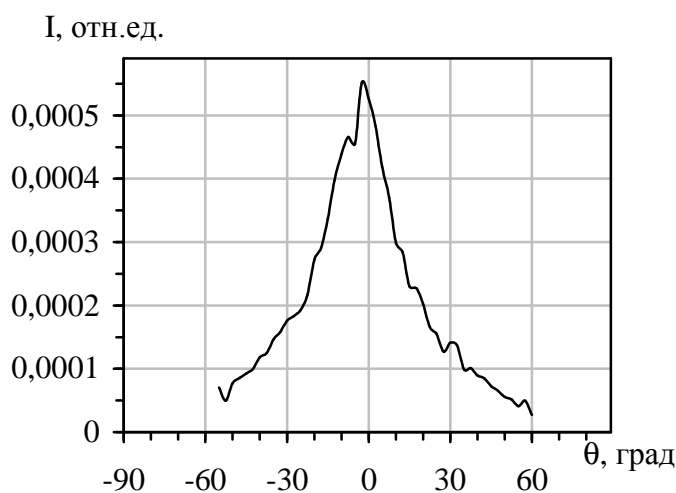


Рис. 2. Экспериментальное нормированное угловое распределение интенсивности излучения, прошедшего образец жира толщиной 1 мм [3]

Из полученного результата видно, что, проходя через образец жировой ткани сви-
 ньи толщиной 1 мм, излучение ослабляется примерно в 1800 раз (на 99.95%), а угол
 рассеяния составляет около 60° .

2. Математический аппарат

Расчет освещенности в ткани основан на численном решении уравнения переноса излучения в диффузионном приближении.

Уравнение переноса излучения представляет собой интегрально-дифференциальное уравнение для лучевой интенсивности [4]:

$$\frac{dL(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})}{ds} = -\mu_t(\mathbf{r}) \cdot L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}') L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}') d\omega' + S(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}).$$

Здесь $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})$ – лучевая интенсивность, $\left[\frac{Bm}{m^2 \cdot cp} \right]$, μ_s – коэффициент рассеяния, $[m^{-1}]$, μ_a – коэффициент поглощения, $[m^{-1}]$, $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ – полный коэффициент затухания, $p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}')$ – фазовая функция или функция рассеяния, $S(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})$ – функция источников, $\left[\frac{Bm \cdot cp}{m^3} \right]$, $d\omega'$ – элемент телесного угла вдоль направления единичного вектора $\hat{\mathbf{s}}$.

Лучевая интенсивность в любой точке биологической среды включает в себя коллимированную и рассеянную (диффузную) компоненты:

$$L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) = L_s(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) + L_p(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}).$$

Коллимированная составляющая, $L_p(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})$, описывает ни разу не поглотившийся и не рассеявшийся свет от внешнего или внутреннего источников. Рассеянный свет, $L_s(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})$, определяет компоненту интенсивности, которая появилась в результате рассеяния.

Коллимированный свет затухает по экспоненциальному закону, за счет поглощения и рассеяния:

$$E(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) = E_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}_0) \exp(-\mu_t l).$$

Здесь $E_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}_0)$ – интенсивность в точке \mathbf{r} при отсутствии среды (ткани), $\hat{\mathbf{s}}_0$ – направление распространения первичного луча, l – глубина распространения «неизменных» фотонов в ткани между точкой входа в биоткань и точкой \mathbf{r} рассматриваемого элемента объема.

Для решения задачи воздействия излучения на биоткань практический интерес представляет освещенность Φ_s :

$$\Phi_s = \int_{4\pi} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) d\omega.$$

Диффузное приближение предполагает, что диффузная интенсивность встречает много частиц и рассеивается на них почти равномерно во всех направлениях, поэтому его угловое распределение почти изотропно.

В стационарном случае уравнение переноса в диффузионном приближении может быть записано следующим образом [4]:

$$\nabla^2 \Phi_s(\mathbf{r}) - 3\mu_a \mu_{tr} \Phi_s(\mathbf{r}) + 3\mu_s \mu_{tr} E(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}_0) - 3\mu_s g \nabla \cdot (E(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}_0) \hat{\mathbf{s}}_0) = 0,$$

где $\mu_{tr} = \mu_a + (1 - g)\mu_s$ – транспортный коэффициент затухания, g – фактор анизотропии.

Диффузионное приближение не всегда является хорошей аппроксимацией теории переноса излучения вблизи источников или границ и может вызвать значительную ошибку в случае сильного обратного рассеяния, $g > 0.8$. Чтобы обеспечить высокую точность вычислений, используется δ – Эддингтон-приближение вместо общепринятой диффузной теории. Диффузионное уравнение при этом записывается с помощью новых переменных: $\mu_t' = \mu_a + \mu_s'$, $\mu_s' = \mu_s(1 - f)$, $p'(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}')$, $f = g^2$, $g' = \frac{g}{g+1}$.

Граничные условия для решения уравнения переноса в диффузионном приближении на границах с воздухом могут быть записаны следующим образом [4]:

$$\frac{1 - r_{21}}{1 + r_{21}} \cdot \frac{\Phi_d(\mathbf{r})}{2} + \frac{\mu_s g}{\mu_{tr}} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}_0) \mathbf{n} - \frac{1}{3\mu_{tr}} \nabla \Phi_d(\mathbf{r}) \mathbf{n} = 0,$$

где $r_{21} = 1 - \left(\frac{1}{n_2}\right)^2$ на верхней границе, и $r_{21} = \frac{\cos^2(\theta_c) + \cos^3(\theta_c)}{2 - \cos^2(\theta_c) + \cos^3(\theta_c)}$, $\theta_c = \arcsin\left(\frac{1}{n_2}\right)$ на нижней и боковой границах.

При моделировании использовались полярные координаты с осями r и z . Ось r проходит параллельно поверхности образца, а ось z – внутри ткани от поверхности образца, обращенной к световому источнику, к поверхности образца, обращенной к фотодиоду. На первой поверхности образца $z = 0$, а на второй – $z = h$, где h – толщина образца.

3. Расчетная часть

Расчеты проводились в несколько этапов. Сначала рассчитывалось распределение освещенности в коже, включая подкожную жировую клетчатку. Затем рассчитывалось распределение освещенности в жировом слое толщиной 1 мм. Далее рассчитывалось угловое распределение света, прошедшего слой жировой ткани, с помощью модели, максимально повторяющей эксперимент.

В качестве источника излучения для расчетов использовался He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм и гауссовым профилем пучка. Диаметр пятна на поверхности объекта 1.154 мм [3].

Для излучения He-Ne лазера с длиной волны 632.8 нм параметры кожи и жира, используемые в расчетах, приведены в табл.

Параметр	Эпидермис [5]	Базальный слой [5]	Дерма [5]	Жир [6]
Коэффициент поглощения, мм^{-1}	0.02	3.39	0.04	0.01
Коэффициент рассеяния, мм^{-1}	17.44	17.44	11.63	6.7
Фактор анизотропии	0.8	0.8	0.8	0.77

Таблица. Значения некоторых параметров слоев кожи, используемые для моделирования, длина волны 632.8 нм

3.1. Расчет распределения освещенности в коже и подкожной жировой клетчатке

Для расчета разработана четырехслойная модель кожи, включающая в себя эпидермис, базальный слой, дерму и подкожную жировую клетчатку (рис. 3).

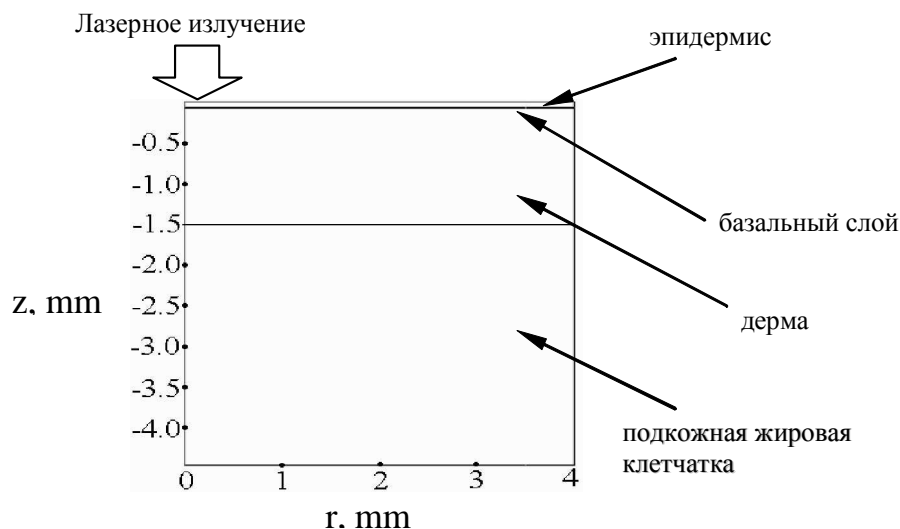


Рис. 3. Модель кожи с жировой тканью

Толщина эпидермиса, включая базальный слой, равна 85 мкм, базального слоя – 15 мкм, дермы – 1.4 мм, жирового слоя – 3 мм. Все слои считаются однородными. Результаты расчета освещенности для данной модели представлены на рис. 4. Нормирование производилось на максимум интенсивности излучения, падающего на среду.

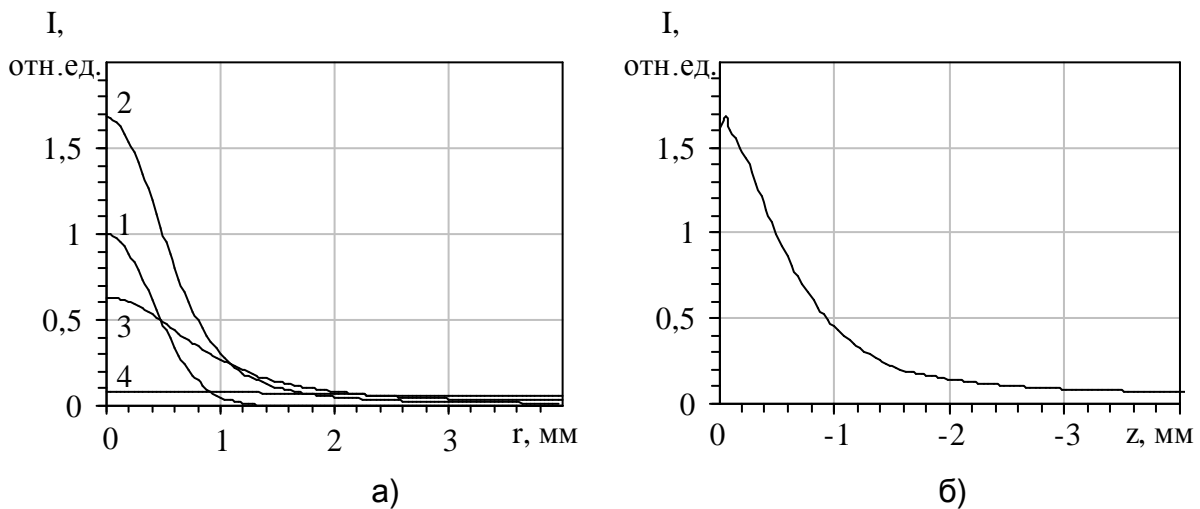


Рис. 4. Зависимости нормированной интенсивности излучения в ткани: а) – от радиуса; б) – от глубины

На рис. 4а приведено радиальное распределение интенсивности падающего излучения (1), а также распределение интенсивности света для различных слоев – эпидермиса (2), дермы (3) и подкожной жировой клетчатки (4). В качестве определяющей глубины была выбрана середина каждого из слоев кожи. Зависимость интенсивности от глубины (рис. 4б) рассчитывалась по центру пучка.

Приведенные зависимости хорошо иллюстрируют, что интенсивность проходящего через кожу излучения уменьшается с глубиной после прохождения эпидермиса. В эпидермисе же, наоборот, происходит усиление света. Этот процесс объясняется тем, что в этом слое биоткани происходит наложение практически еще не ослабленной коллимированной и диффузно рассеянной в эпидермисе компоненте излучения, обратно рассеянного более глубокими слоями кожи. До границы с жиром интенсивность света снижается по отношению к эпидермису примерно в 8 раз.

3.2. Расчет распределения освещенности в слое жира

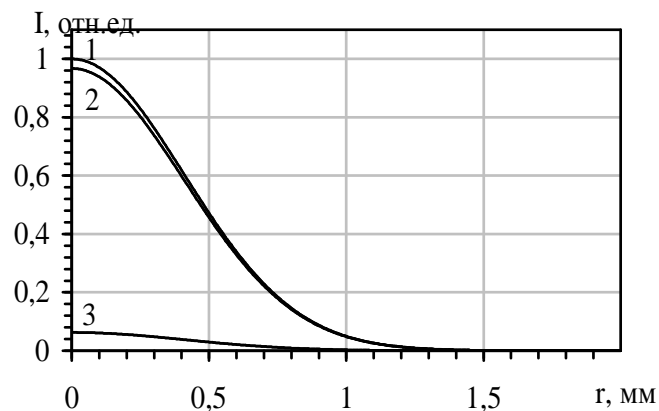


Рис. 5. Зависимости нормированной освещенности от радиуса при прохождении светом образца жира толщиной 1 мм: 1 – падающее излучение; 2 – после прохождения верхней границы (воздух–жир); 3 – после прохождения нижней границы (жир–воздух)

Модель для расчета представляла собой однородный жировой слой, толщиной 1 мм. Оптические параметры слоя постоянны и равны параметрам, указанным в таблице. Результаты расчета представлены на рис. 5.

Данные зависимости показывают, что снижение интенсивности света при прохождении образца жира толщиной 1 мм происходит примерно на 94%, что не очень соответствует результатам эксперимента.

3.3. Расчет углового распределения излучения, прошедшего через образец жира

Для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными была разработана модель, полностью повторяющая условия эксперимента. На ее основе были рассчитаны угловые зависимости интенсивности света, прошедшего образец жировой ткани, расположенный между двумя диафрагмами. Полученные результаты представлены на рис. 6.

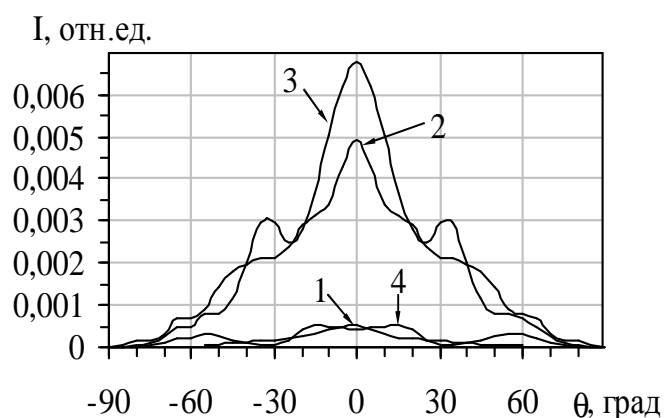


Рис. 6. Нормированное угловое распределение интенсивности излучения, прошедшего образец жира толщиной 1 мм: 1 – экспериментальное; 2 – рассчитанное, $\mu_{s \text{ жира}}=6,7 \text{ мм}^{-1}$; 3 – рассчитанное, $\mu_{s \text{ жира}}=6,0 \text{ мм}^{-1}$; 4 – рассчитанное, $\mu_{s \text{ жира}}=80 \text{ мм}^{-1}$

Расчет был произведен для разных значений коэффициента рассеяния, поскольку при значении $6,7 \text{ мм}^{-1}$ (2) величина интенсивности прошедшего образец излучения примерно в 10 раз больше, чем экспериментально полученная (1). Наиболее близкий к эксперименту результат был получен для коэффициента рассеяния жировой ткани, равного 80 мм^{-1} . Можно предположить, что такой сильный эффект рассеяния дает неоднородная структура жировой ткани. Известно, что жировая ткань состоит на 60–85% из липида, на 5–30% из воды и на 2–3% из белка. Образцы жировой ткани, на которых проводились исследования, при макроскопическом наблюдении состояли из жировых клеток размером около 100 мкм, которые поддерживаются тонкими сетями коллагеновых фибрилл. Поэтому модель жировой ткани должна учитывать эти особенности.

Заключение

В работе было проведено численное моделирование распространения излучения He-Ne лазера в коже и жировой клетчатке. В результате исследования было получено распределение освещенности в коже и в жировой ткани, а также угловое распределение интенсивности света, прошедшего образец жира толщиной 1 мм. Для сравнения с рассчитанными зависимостями использовались экспериментальные данные [3]. Было получено, что однородная модель жировой ткани позволяет получить результат, близкий к экспериментальному только при сильном увеличении коэффициента рассеяния. Та-

ким образом, можно сделать вывод, что модель подкожной жировой клетчатки должна быть неоднородной и учитывать особенности строения ткани.

Литература

1. Kolarova H., Ditrichova D., Wagner J. Penetration of the laser light into the skin in vitro. // *Lasers in Surgery and Medicine*, 1999. Vol. 24. P.231–235.
2. Сетейкин А.Ю. Модель расчета температурных полей, возникающих при воздействии лазерного излучения на многослойную биоткань // *Оптический журнал*, 2005. Т. 72. №7. С.42–47.
3. Belikov A.V., Prikhodko C.V., Smolyanskaya O.A. Study of thermo-induced changes resulted in optical properties of fat tissue // *Proc. SPIE*, 2003. Vol. 5066. P.207–212.
4. Optical-thermal response of laser-irradiated tissue. Edited by A.J. Welch and M.J.C. van Gemert, Plenum Press, New York. 1995. P. 952.
5. Cheong W.F., Prahl S.A., Welch A.J. A review of the optical properties of biological tissues // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1990. Vol. 26. №12. P.2166–2185.
6. Bolin F.P., Preuss L.E., Taylor R.C., Ference R.J. Refractive index of some mammalian tissues using a fiber optic cladding method // *Applied Optics*, 1989. Vol. 28. P.2297–2303.

ВЛИЯНИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИВЫЕ КЛЕТКИ

В.В. Богатырева

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.А. Тарлыков

В статье обсуждается влияние светового поля на биологические объекты. Описываются виды воздействия НИЛИ на живую ткань. Рассматриваются процессы, происходящие в биовеществе при облучении лазерным светом. Выделяются два основных подхода к описанию механизмов влияния НИЛИ на биологические объекты на основе различия в выборе структурной единицы. Первый подход («квантовомеханический») основывается на избирательности поглощения оптического излучения по длине волны различными атомами и молекулами. Фотозависимые химические реакции, протекающие в мембранах живых клеток, вызывают биостимуляцию биологических объектов. Вторым подходом основан на выборе клетки в качестве структурной единицы, являющейся наименьшей функциональной единицей живого организма. В таком случае сложно выделить узкие полосы поглощения оптического излучения, но можно говорить об энергоинформационном обмене с окружающей средой, о саморепродукции биоструктур вследствие самоподстройки распределения интенсивности лазерного излучения к клеточной структуре биоткани за счет эффекта Тальбота.

Введение

Свет – первичный источник всех процессов, протекающих на Земле. Под действием солнечного УФ излучения инициировались цепочки фотохимических реакций, которые привели к синтезу белковых структур – зарождению жизни на нашей планете.

За период своего существования люди научились не только использовать световую энергию от естественных источников, но и создавать искусственные. Самыми удивительными по своим свойствам являются квантовые генераторы – лазеры. Они активно применяются в науке и технике, биологических исследованиях и в практической медицине: хирургии, терапии и диагностике.

Воздействие лазерного излучения на живые биологические объекты чрезвычайно разнообразно и в основном зависит от интенсивности излучения и времени экспозиции, а также длины волны излучения, плотности мощности, плотности энергии [1–6].

Лазеры, применяемые в медицине, подразделяют на мощные (хирургические) и маломощные (терапевтические). В лазеротерапии используется низкоинтенсивное лазерное излучение (НИЛИ), так как замечено, что оно обладает выраженным терапевтическим действием: улучшает микроциркуляцию тканей, стимулирует восстановительные процессы, нормализует общий иммунитет, повышает резистентность организма. Лазерное излучение может вызывать структурные и другие изменения биологических сред.

Авторы многих статей выделяют следующие виды лазерного воздействия [7]:

- термическое – в результате поглощения клетками световой энергии лазерного излучения;
- механическое – основано на давлении света в результате воздействия потока фотонов на облучаемый объект;
- электромагнитное – очень слабое и пока не принимается в расчет;
- биологическое – вызывается НИЛИ и приводит к изменению параметров клеток, их структурных единиц.

Рабочая мощность терапевтических лазеров настолько мала, что не вызывает разрушающего или повреждающего действия и не повышает температуру облучаемого объекта. Механическое и электромагнитное воздействия минимальны и, следовательно, нет необходимости их учитывать. Исходя из этого, наиболее интересным предполагается биологическое воздействие лазерного излучения на живые структуры. Свет, поглощенный биотканями, возбуждает в них атомы и молекулы, вызывая фотохимические и фотофизические реакции.

Также в некоторых литературных источниках [1–3, 5, 8, 9] взаимодействие лазерного излучения с живыми объектами рассматривается с учетом переноса энергии и информации. Такое действие светового поля можно назвать энергоинформационным и отнести его к электромагнитному.

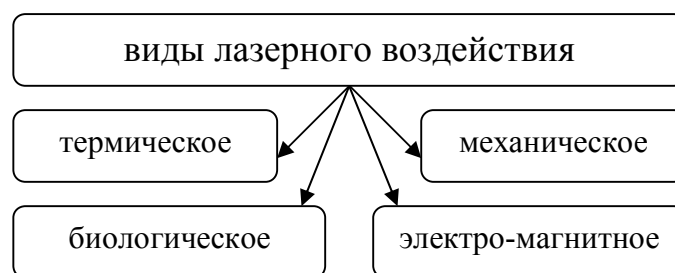


Рис. 1. Виды воздействия лазерного излучения

Одним из первых применений лазеров в медицине оказалось внутривенное лазерное облучение крови (ВЛОК). Хотя к настоящему времени феномен лазерной биостимуляции кровеносной системы посредством ВЛОК широко используется в биологической и медицинской практике, но механизм его действия остается неясным.

Были предложены многочисленные гипотезы для объяснения терапевтического эффекта низкоинтенсивного лазерного излучения. Одна из них – стимуляция биологических процессов через фоторегуляторную систему, которую гипотетически имеют живые организмы (Н.Ф. Гамалея) [1, 4]. По другой гипотезе предполагалось, что лазерное излучение реализует биостимулирующий эффект за счет передачи им энергии лазерного излучения (В.М. Инюшин) [1].

Анализируя эти подходы, можно отметить, что первоначальная дифференциация производится по выбору структурной единицы. В первом случае рассматривается действие НИЛИ на атомы и молекулы, из которых выстроен биосубстрат. Происходит селективное по длине волны резонансное поглощение света различными частицами биоткани (квантовомеханический подход). Учитывая, что наименьшей функциональной единицей живого является клетка, авторы, придерживающиеся второго подхода, выбирают именно такую структурную единицу. В этом случае о селективном поглощении не может быть и речи, тем более что по данным некоторых исследований благоприятное воздействие лазерного излучения на одну и ту же ткань наблюдалось при облучении светом из различного спектрального диапазона [3, 5, 10]. Клетка обладает энергией и несет в себе некоторую информацию, поэтому световое поле может оказывать влияние на живую систему посредством энергоинформационного обмена (энерго-информационный подход).

Квантовомеханический подход

Под действием света в биоструктурах активизируются фотобиологические процессы. К ним относятся процессы, начинающиеся с поглощения кванта света биологически важным атомом или молекулой и заканчивающиеся какой-либо физиологической реакцией на уровне организма (рис. 2) [12]. При этом во всех фотобиологических процессах энергия света необходима для преодоления активационных барьеров химических превращений. Также, согласно основному закону фотобиологии [1], биологический эффект вызывается лишь излучением такой длины волны, при которой оно поглощается молекулами или фоторецепторами тех или иных структурных компонентов клеток. Поэтому одной из важных характеристик лазерного излучения является его спектральная характеристика или длина волны [1, 10, 11].

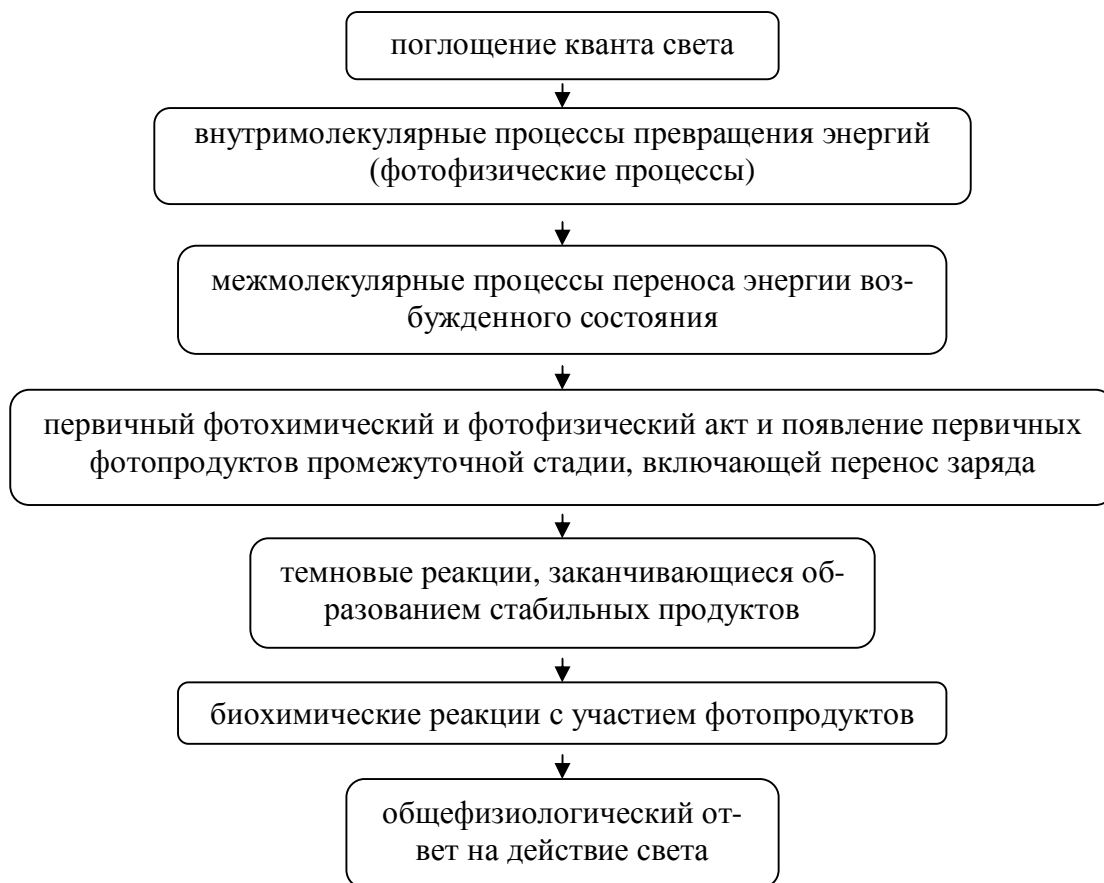


Рис. 2. Стадии фотобиологических процессов

Фотореакции подразделяются на фотофизические и фотохимические. Фотофизические реакции преимущественно обусловлены нагреванием объекта (в пределах 0.1–0.3°C) и распространением тепла в биотканях. При поглощении световой энергии возникают различные физические процессы, основными из которых являются внешний и внутренний фотоэффекты, электролитическая диссоциация молекул и различных комплексов. Дополнительная энергия, полученная при лазерном облучении, инициирует фазовый переход клеточной мембраны (тепловое воздействие), что ведет к оттоку ионов Na^+ и K^+ , раскрытию белковых каналов и увеличению транспорта ионов. Низкоинтенсивное лазерное излучение стимулирует метаболическую активность клетки (биосинтетические процессы) – выработку универсального источника энергии АТФ (АТР) в митохондриях, ускоряет скорость его образования, повышает эффективность работы дыхательной цепи митохондрий. В то же время количество потребляемого кислорода уменьшается (НИЛИ оказывает антиоксидантный эффект). Происходят перестройки в мембранах митохондрий [1, 2].

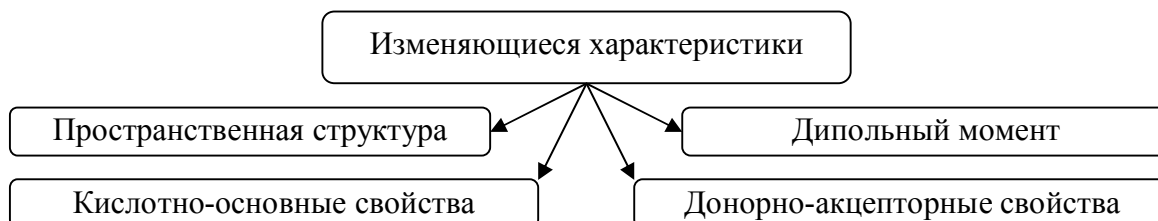


Рис. 3. Изменяющиеся характеристики молекул, перешедших в электронно-возбужденное состояние

Фотохимические реакции обусловлены возбуждением электронов в атомах и молекулах поглощающего излучение вещества. На молекулярном уровне это выражается в виде фотоионизации вещества (появление свободных радикалов), которая запускает имеющие цепной характер процессы восстановления или фотоокисления биосубстратов (изменение рН среды); фотоизомеризации (конформационные изменения); изменения дипольного момента (рис. 3) [1, 2, 10, 12]. Кроме того, НИЛИ нарушает слабые взаимодействия атомов и молекул облученного вещества (ионные, ион-дипольные, водородные и гидрофобные связи, а также ван-дер-ваальсовы взаимодействия), при этом появляются свободные ионы, т.е. происходит электролитическая диссоциация.

Основным участником фотохимических реакций является молекулярный кислород. При поглощении веществом кванта света один из электронов, находящийся в основном триплетном состоянии $^3\text{O}_2$, переходит в возбужденное синглетное состояние $^1\text{O}_2$ с относительно большим временем жизни, а также бирадикальными свойствами. Синглетный кислород является активным окислителем и может участвовать в цепных свободнорадикальных реакциях [1, 10, 12, 13]. Без участия молекулярного кислорода протекают прямые фотохимические реакции белков и мембранных липидов [2, 4, 11, 13]. Интенсивность свободнорадикального окисления в липидной фазе мембран клеток определяется соотношением насыщенных и ненасыщенных липидов, вязкостью липидной компоненты мембран, которые меняются при лазерной терапии, что отражается на структурных перестройках в мембране, ее функциональном состоянии, активности мембраносвязанных ферментов. Кроме того, процесс перекисного окисления липидов может изменить направление и эффективность темновых реакций мембранных белков, их подвижность и ориентацию в мембране и, как следствие, их функциональные и иммунологические свойства.

Повышение энергетической активности биологических мембран, которые принимают прямое и очень важное участие во всех функциях клетки, приводит к изменению биоэлектрических процессов, к увеличению активности транспорта веществ через мембрану, идущего в направлении, противоположном градиенту химического и электрохимического потенциала, усиливает основные биоэнергетические процессы, в частности, окислительное фосфорилирование.

Энергоинформационный подход

Живые организмы и биосфера в целом – не изолированные, а открытые системы, обменивающиеся с окружающей средой веществом и энергией. Все эти системы являются неравновесными, диссипативными, самоструктурирующимися и самоорганизующимися. Для эффекта лазерной биостимуляции (ЛБС) можно использовать понятие производства энтропии, которое введено в неравновесной термодинамике на основе принципа Пригожина. Система когерентный свет – биовещество идет по пути уменьшения производства энтропии [14, 15].

В живых системах при взаимодействии с когерентным излучением могут происходить и процессы самоорганизации, в результате чего наблюдается восстановление функций поврежденной биосистемы. Необходимым условием является использование лазерных источников света, так как они обладают высокой временной и пространственной когерентностью. Важно производить непрерывное облучение для обеспечения максимального согласования всего поля. Следует отметить, что, по данным некоторых источников [1, 3, 10, 15], абсолютное значение длины волны облучающего света не оказывает влияния на эффект биостимуляции. В связи с этим монохроматичность, возможно, не является необходимым условием. Отсутствие биологического эффекта от естественного света связано с тем, что в этом излучении энергия, приходящаяся на частоту, на которую реагирует некоторая выделенная степень свободы молекулы, слиш-

ком мала, чтобы создать существенную вероятность возбуждения именно такой моды, с которой может быть связан запуск того или иного биологического механизма. Хотя, в целом, пространственная плотность энергии в естественном свете может быть значительной [8].

Если в качестве элементарного биологического объекта рассматривать клетку, то естественным приемником излучения являются клеточные мембраны, обеспечивающие избирательное пропускание веществ в клетку, а также реагирование клетки на состояние окружающей среды. Нативные клетки при нормальном функционировании имеют гладкую поверхность. Нарушение функционирования клетки, по-видимому, в первую очередь вызывает накопление излишних продуктов биологических реакций, и для их выведения за пределы клетки реализуется увеличение поверхностной площади мембраны, что проявляется как возникновение выпуклостей, отростков клеточной мембраны. Это ведет к увеличению собственного дипольного момента клетки, приводя к повышению ее светочувствительности. Иными словами, болезнь сенсibiliзирует клетку и обеспечивает селективность ЛБС.

Особое внимание следует уделить биожидкостям, так как они обязательно присутствуют в составе всех биообъектов [1, 8, 15]. В.М. Инюшин и соавторы на основании своих исследований считают, что при взаимодействии НИЛИ красного и ближнего ИК диапазона с биообъектом одним из главных звеньев этого процесса является передача энергии воздействия через жидкие среды организма. Это объясняется авторами наличием резонансной спектральной «памяти» в жидких средах при лазерном облучении. Очень тесно смыкается с этой гипотезой концепция С.В. Скопинова и соавторов, основанная на ведущем значении в механизме взаимодействия НИЛИ с биообъектом структурной альтерации жидких сред организма.

Структура биораствора может играть роль матрицы, на которой протекают все биохимические реакции. Накопление в биосистеме участков с измененной структурой вызывает неспецифическую модификацию энергетики и кинетики метаболических процессов, протекающих в водной матрице биожидкости, и последующие эффекты «биостимуляции».

Первопричиной ЛБС непрерывным излучением может служить только регулярная пространственная неоднородность светового воздействия. Ее возникновение можно объяснить только влиянием клеточной структуры биоткани, а именно, дифракцией на ней когерентного излучения. С оптической точки зрения биологическая ткань в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах является сильным фазовым диффузором, сочетающимся с регулярной трехмерной клеточной структурой. Поперечная периодичность поля лазерного излучения, прошедшего через клеточную структуру, приводит к возникновению продольной (вдоль направления распространения) его периодичности (эффект Тальбота) [15]. Экспериментально было установлено, что при лазерном облучении *in vitro* клеточного монослоя происходит переизлучение (эффект Тальбота) этими клетками электромагнитных волн с длиной, равной длине волны первичного излучения, на расстоянии до 5 см [1].

Высокая когерентность лазерного излучения и фазовый характер взаимодействия с биотканью приводят к быстрому (на малом отрезке оптического пути) изменению различных пространственно-временных распределений интенсивности света. Чем больший оптический путь пройден светом через биоткань, тем в большей степени его структурные характеристики – спекл-пятна и каустики – соответствуют характеристикам биоткани. Такой механизм обратной связи при лазерном облучении обуславливает неминуемую подстройку фронта световой волны к структуре облучаемой ткани, поскольку наибольшее пропускание имеет место для пространственно-временных мод, содержащихся в падающей волне и соответствующих наинизшей моде элементарной составляющей структуры – клетке [15].

По данным статьи [16], основную роль играет основная мода лазерного излучения, и на уровне ячейки клеточной структуры можно учитывать только парааксиальные пучки. Для максимизации световой энергии, поступающей в биоткани, освещение следует производить лазерным пучком, параллельным оптической оси клеточной структуры (перпендикулярно слоям клеточной структуры).

Имеются резонансные условия для прохождения монохроматического излучения через клеточную структуру [8, 15]. В резонансной области ($d \approx \lambda$) существенную роль играют так называемые собственные электромагнитные колебания (моды), возбуждаемые в объеме неоднородности (клетке) падающей волной. Основной вклад в рассеянное поле, распространяющееся далее в глубь биоткани, дает излучение той колебательной моды клетки, частота, поляризация и пространственная форма которой ближе к таковым для падающей волны.

В квазиоптической области ($d \gg \lambda$) основное влияние оказывают локальные неоднородности структуры, т.е. границы клеток. При этом считается, что относительный вклад мод колебаний отдельной неоднородности достаточно мал [15].

К лучевой структуре поля в биоткани, кроме явлений дифракции, могут приводить и фрактальные свойства биосреды [8, 16]. Изменение структуры светового фронта должно идти до тех пор, пока его фрактальная размерность не сравняется с фрактальной размерностью облучаемой биоткани, что обеспечит наилучшие условия возбуждения биологических структур и макромолекул [8].

В биологических структурах организма существуют собственные электромагнитные поля и свободные заряды, которые перераспределяются под влиянием фотонов лазерного излучения. При оптимальных дозах воздействия на организм низкоэнергетическим лазерным излучением мы осуществляем соответствующую энергетическую подкачку [9]. В ответ на это в системах и органах происходят процессы активизации саморегуляции, мобилизируются собственные резервы самогенеза [1].

Заключение

В настоящее время наблюдается интенсивное внедрение лазерного излучения в биологических исследованиях и в практической медицине. Замечено, что НИЛИ оказывает эффективное терапевтическое воздействие на биообъекты. Также лазерное излучение может вызывать структурные изменения биологических сред.

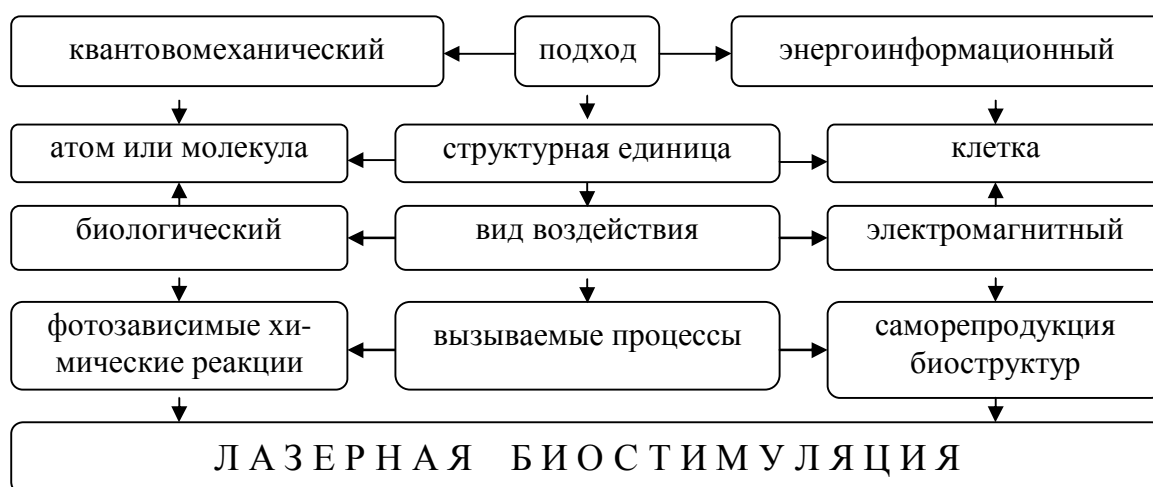


Рис. 4. Схематическое изображение двух основных подходов к описанию механизмов влияния НИЛИ на биообъекты

В литературе предложены многочисленные гипотезы для объяснения терапевтического эффекта НИЛИ. Выделены два основных подхода к описанию механизмов влияния НИЛИ на биообъекты на основе различия в выборе структурной единицы. Первый подход – квантовомеханический – основывается на избирательности поглощения оптического излучения по длине волны различными атомами или молекулами. Второй соответствует выбору клетки в качестве структурной единицы (рис. 4).

Фотозависимые химические реакции инициируют фазовый переход клеточной мембраны. На молекулярном уровне это выражается в виде фотоионизации, его восстановления или фотоокисления. Саморепродукция биологических структур происходит за счет взаимодействия структурированной воды и белковых макромолекул, вследствие чего происходит перестройка и самой макромолекулы.

Терапевтическое действие лазерного излучения определяется светокислородным эффектом: при участии молекулярного кислорода (квантовомеханический подход) или кислорода, входящего в состав молекул воды (энергоинформационный подход).

Когерентное излучение, попадая в биовещество, изменяет свое пространственное распределение интенсивности за счет оптической анизотропии живой ткани. Результирующий биологический эффект обусловлен воздействием излучения с комбинационной частотой, которая, в свою очередь, определяется нелинейными характеристиками биоткани, при этом нет критической зависимости от частоты падающего излучения. Процесс взаимодействия лазерного излучения с живой тканью является самоорганизующимся: сама ткань меняет пространственные и частотные характеристики первоначального излучения, которое, в свою очередь, меняет оптические характеристики ткани за счет возбуждаемых биологических процессов.

Воздействие лазерного излучения на живые биологические объекты зависит от интенсивности излучения и времени экспозиции. Абсолютное значение длины волны лазерного излучения не оказывает влияния на эффективность биостимуляции, однако из результатов спектроскопических исследований известно, что каждый атом имеет свой спектр поглощения излучения. Поэтому при исследовании влияния НИЛИ на живые ткани необходимо учитывать оба механизма воздействия.

Выявленный дуализм подхода к рассмотрению механизмов взаимодействия НИЛИ с биообъектом делает необходимым проведение дальнейших исследований в этой области.

Литература

1. Лазер и его действие на живые ткани. / Реферат. // www.erudition.ru
2. Владимиров Ю.А. Лазерная терапия: настоящее и будущее // СОЖ. 1999. №2. С. 2–8.
3. Захаров С.Д., Иванов А.В. Светокислородный эффект в клетках и перспективы его применения в терапии опухолей. // Квантовая электроника, 1999. Т. 29. №3. С. 192–214.
4. Гамалея Н.Ф. Световое облучение крови – фундаментальная сторона проблемы // Тезисы Всесоюзной конференции «Действие низкоэнергетического лазерного излучения на кровь». Киев, 1989. С. 180–182.
5. Захаров С.Д. Свет и тени лазерной терапии. // http://www.milta-f.ru/ru/mil/articles/2000/light_n_shadow.html
6. Загускин С.Л. Лазерная терапия – мифы и реальность, возможные пути развития // Лазер Информ, 1999. Вып. 2 (161). С. 1–6.
7. Союз врача и инженера. М: Знание, 1988. 64 с.
8. Москвин С.В., Буйлин В.А. Возможные пути повышения эффективности лазерной терапии // Лазерная медицина, 1999. Т. 3. Вып. 2. С. 32–43.

9. Саляев Р.К., Дударева Л.В., Ланкевич С.В., Сумцова В.М., Выговский Ю.Н., Малов А.Н., Неупокоева А.В., Тимина О.О., Фещенко В.С. Влияние пространственной структуры лазерного излучения на эффективность лазерной биостимуляции. // <http://www.media-security.ru>
10. Крайнов В.П. Ориентация и фокусировка молекул полем лазерного излучения // СОЖ, 2000. Т.6. Вып.4. С. 90–95.
11. Карандашов В.И., Петухов Е.Б., Зродников В.С. Фототерапия (светолечение): Руководство для врачей / Под ред. Н.Р. Палеева. М.: Медицина, 2001. 392 с.
12. Холмогоров В.Е., Крыленков В.А., Османов М.А. Первичные фотопроеессы в крови и ее компонентах при действии оптического излучения // Молекулярные механизмы биологического действия оптического излучения. / Под ред. Рубина. М.: Наука, 1988. С. 164–175.
13. Владимиров Ю.А., Потапенко А.Я. Физико-химические основы фотобиологических процессов. М.: Высшая школа, 1989. 200 с.
14. Черницкий Е.А., Воробей А.В. Фотосенсибилизированные повреждения биологических мембран. Молекулярные механизмы биологического действия оптического излучения / Под ред. Рубина. М.: Наука, 1988. С. 102–111.
15. Опритов В.А. Энтропия биосистем. // СОЖ, 1999. № 6. С. 33–38.
16. Малов А.Н., Малов С.Н., Фещенко В.С. Резонансная природа лазерной биостимуляции с точки зрения квази-оптики // Лазерная физика, 1996. № 5. С. 979–982.
17. Малов А.Н., Выговский Ю.Н. Физика лазерной биостимуляции // М., МИЛТА – ПКП ГИТ, 2002. 77 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВОЗДУХА В ДЫХАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

А.А. Рассадина

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Г.Н. Лукьянов

Рассматривается возможность диагностирования состояния дыхательной системы человека методами спектрального анализа и оценивания нелинейной динамики исследуемых процессов с вычислением корреляционной размерности и корреляционной энтропии.

Введение

Массообменные процессы дыхания определяют основную функцию дыхательной системы человека. Поэтому исследование таких процессов является одной из основных проблем ринологии. Важнейшую роль в регуляции дыхания выполняет нос. Конвективное течение воздуха внутри полостей носа имеет сложный турбулентный характер [1]. Состояние дыхательной системы человека можно диагностировать по характеру изменения скорости воздушного потока, давления и температуры внутри полостей носа. Процедура такого диагностирования представлена в [2].

Один из основных методов исследования человеческого дыхания основан на использовании искусственных моделей носа [3]. Модели наглядны и позволяют проникнуть практически в любую область носа, что часто невозможно при таких исследованиях на людях.

Большой части искусственных моделей присущи следующие недостатки:

1. некоторые из частей носа (раковины, пазухи) могут отсутствовать;
2. в качестве рабочей жидкости используется не воздух, а дистиллированная вода с добавлением красителей или табачный дым [3, 4].

Аналитическое описание динамических процессов внутри полостей носа представляет огромную важность для дальнейшего понимания процессов дыхания. Рассмотренные недостатки искусственных моделей обусловили создание новой модели носа, в которой используется новый метод исследования. Он позволяет получить объективную оценку таких важнейших физических параметров массообмена, как скорость, расход, давление. Сложное нерегулярное строение носа является причиной хаотического турбулентного характера этих параметров, что приводит к необходимости использования методов спектрального анализа и оценивания нелинейной динамики исследуемых процессов с вычислением корреляционной размерности и корреляционной энтропии [5].

Метод

По указанным выше причинам была построена собственная модель носа [6]. Изучение процессов дыхания проводилось как внутри человеческого носа, так и внутри этой модели носа.

Искусственная модель (рис. 1) состоит из двух полостей носа, внутри которых находятся раковины и пазухи. Полости соединены друг с другом через перегородку. Дыхание моделировалось легкими человека через специально созданную для модели гофрированную трубу, заменяющую трахею.

Измерялись скорость воздушного потока, давление и температура в области преддверия носа – для исследований внутри человеческого носа; скорость воздушного потока – в области преддверия носа, внутри носовых ходов и в хоанах – для модели носа.

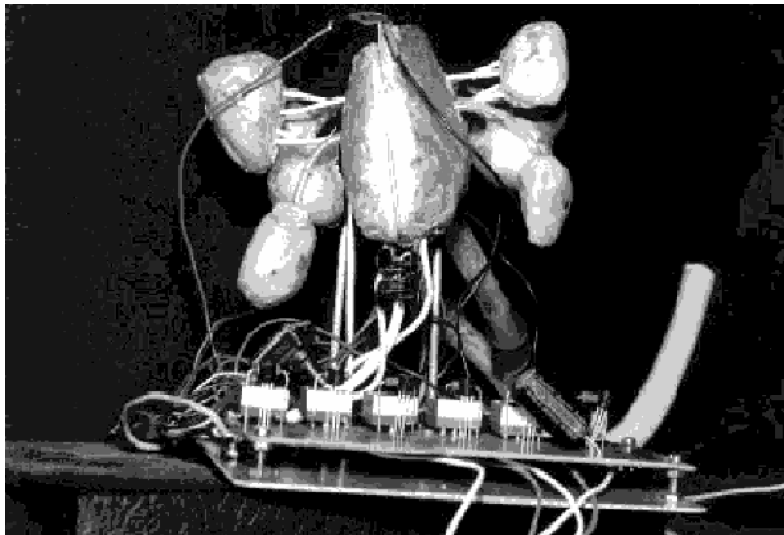


Рис. 1. Внешний вид искусственной модели носа

Для измерения скорости воздушного потока использовались миниатюрные полупроводниковые терморезисторы с сопротивлением при температуре $t = 20^{\circ}\text{C}$ $R_t = 3 \text{ кОм}$ и диаметром 0,5 мм. Терморезисторы были отградуированы как термоанемометры, с использованием для их нагрева стабилизированного тока величиной 10 мА. Для измерения температуры использовались миниатюрные терморезисторы (диаметр 0,5 мм), отградуированные в диапазоне от 20°C до 40°C . Для измерения давления применялись мембранные датчики.

Для измерений внутри полости носа использовалась миниатюрная клипса с датчиками, представленная на рис. 2.

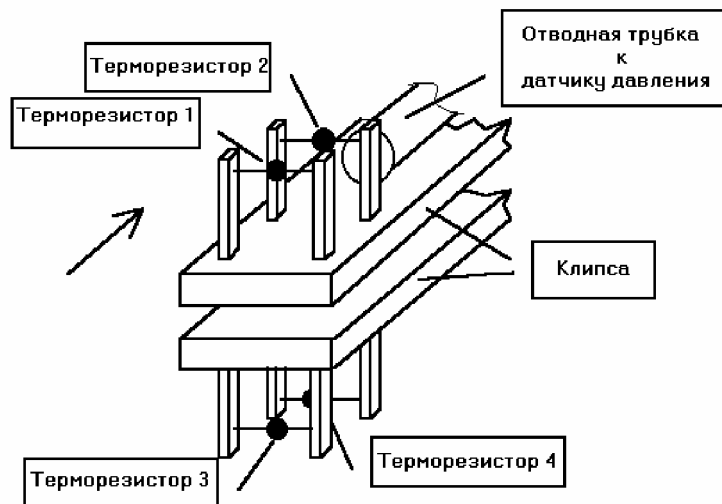


Рис. 2. Конструкция клипсы

Терморезисторы внутри модели носа фиксировались на тонких проводах (диаметр 0,5 мм), которые имели выход на усилительную схему. Внутри модели носа терморезисторы располагались в области левого и правого преддверия, в области левой и правой хоан, в области левого и правого средних носовых ходов, в области левого общего носового хода.

Экспериментальные исследования показали хаотический характер движения воздуха как внутри полостей носа, так и внутри модели. Из рис. 3, 4 видно, что проходя-

щие через дыхательную систему потоки воздуха движутся практически с одним периодом и имеют хаотические области максимума и минимума.

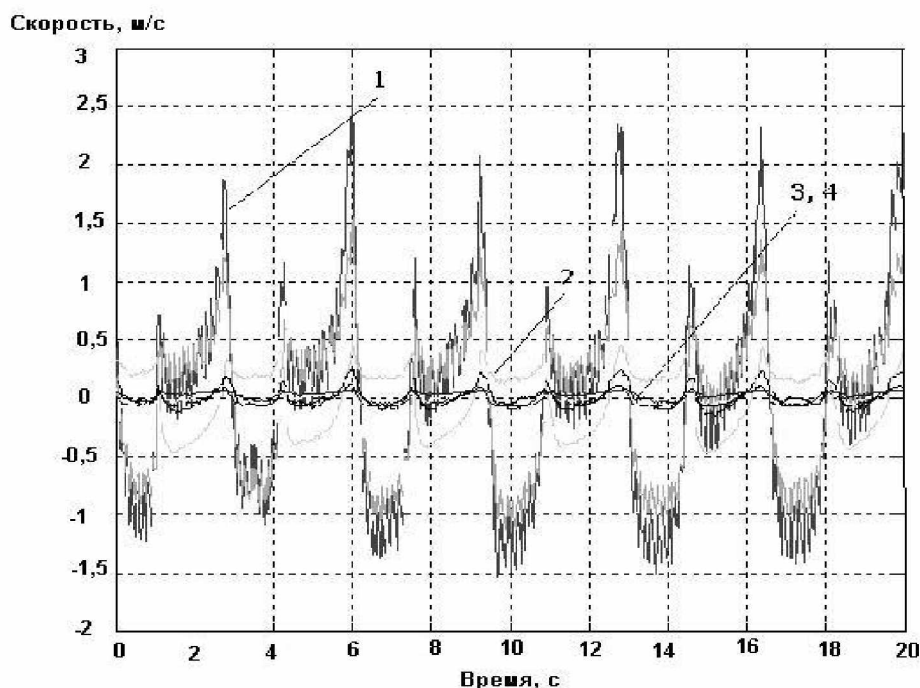


Рис. 3. Скорость флуктуаций воздушного потока внутри модели носа: 1 – в области левого и правого преддверия, 2 – в области левой и правой хоаны, 3 – в области левого и правого среднего носового хода и в области левого носового хода

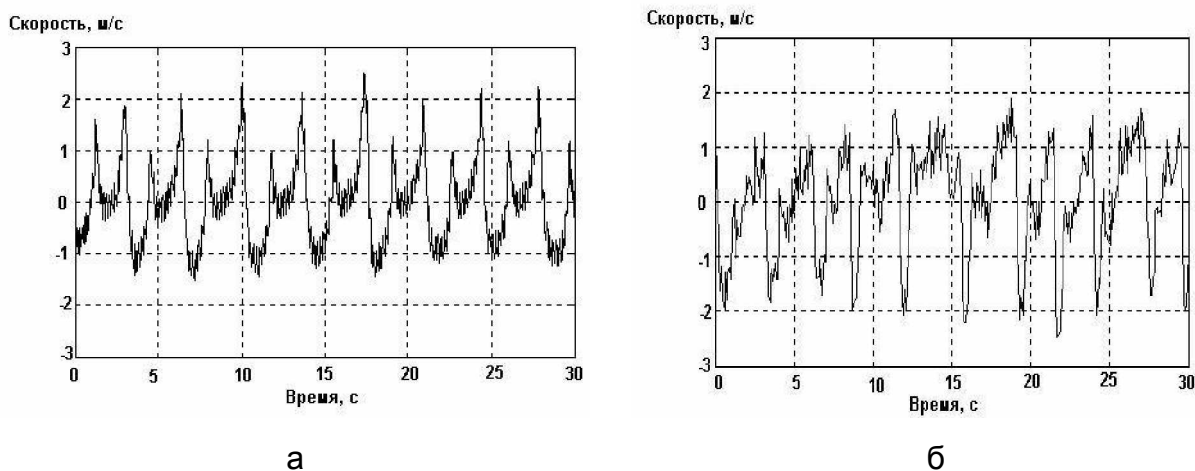


Рис. 4. Скорость флуктуаций воздушного потока для области преддверия: а – внутри модели носа, б – внутри человеческого носа

Наличие турбулентных областей на рис. 3, 4 есть результат сложного нерегулярного строения носа.

Общепринятый подход к диагностике параметров дыхания (скорости воздушного потока, расхода, давления) предполагает анализ сглаженных, усредненных значений этих параметров, что приводит к потерям значительной части информации, характеризующей процесс дыхания.

Более полный анализ полученных характеристик можно получить, применив аппарат спектрального и корреляционного анализа. Так, временной сигнал $x(t)$ для любо-

го из исследуемых параметров можно представить как функцию $X(\omega)$, зависящую от частоты $\omega = 2\pi f$, используя выражение [5]:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (1)$$

Методами корреляционного анализа для реконструированного фазового пространства, которое восстанавливается из наблюдаемого временного ряда, были определены корреляционная размерность и корреляционная энтропия измеряемых сигналов.

Корреляционную размерность используют для определения размерности объектов, не поддающихся аналитическому описанию [5]. Она характеризует корреляции между последовательными точками на фазовой траектории и определяется через корреляционный интеграл $C(\epsilon)$.

$$C(\epsilon) = \frac{n(\epsilon)}{N_p},$$

где $n(\epsilon)$ – число различных пар точек, разделенных дистанцией меньшей чем, чем ϵ , N_p – полное число различных пар. На практике для определения корреляционного интеграла используют соотношение

$$C(\epsilon) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m^2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^m H(\epsilon - \|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|),$$

где ϵ – радиус сферы, для которого определяется число точек $M(\epsilon)$, оказавшихся внутри сферы, H – функция Хевисайда,

$$H = \begin{cases} 1, & (\epsilon - \|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|) \geq 0 \\ 0, & (\epsilon - \|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|) < 0 \end{cases},$$

$\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j$ – векторы из начала координат к точкам траектории с номерами i, j, m , – число точек траектории. Тогда корреляционная размерность определяется выражением:

$$D_c = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\ln C(\epsilon) / \ln \epsilon]. \quad (2)$$

Скорость потери информации диссипативной системой может быть оценена с помощью энтропии Колмогорова-Синая, K -энтропии [5]. Ее оценкой является так называемая корреляционная энтропия, которая выражается через корреляционный интеграл (2) для определенной размерности вложения \dim :

$$K_2 = \lim_{\tau \rightarrow 0} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \lim_{ED \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \left(\sum_{i \dots i_N} \frac{C_{\dim}(\epsilon)}{C_{\dim}(\epsilon)} \right). \quad (3)$$

Реализация

По формуле (1) были определены зависимости спектральной плотности мощности (СПМ) от частоты для скорости воздушного потока внутри человеческого носа (рис. 5) и внутри модели носа (рис. 6).

Из рис. 5 видно, что до лечения количество пиков СПМ было велико, что свидетельствует о значительной степени затрудненности дыхания. После лечения количество пиков стало соответствовать норме – два, как и у модели носа (рис. 6). По графику спектральной плотности мощности можно выявить период респираторной функции. Как правило, у здоровых людей он больше, у больных же он не только меньше, но из-за сильной хаотизации процессов дыхания на графике флуктуации скорости может быть незаметен.

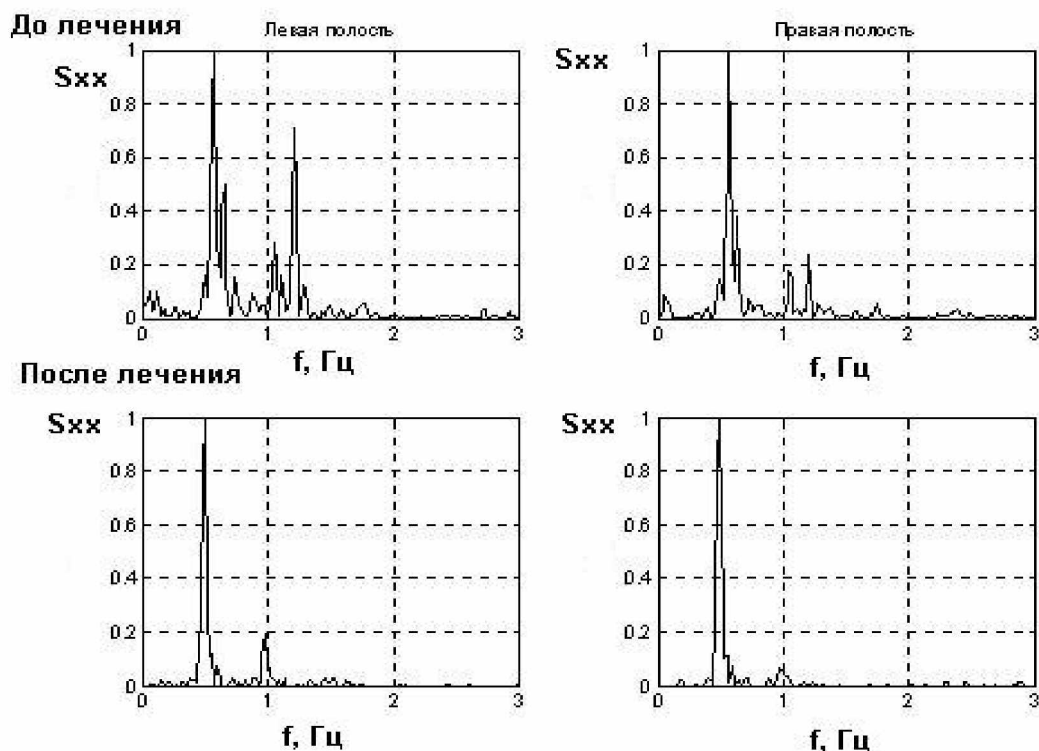


Рис. 5. СПМ для скорости воздушного потока в области преддверия носа больного, прошедшего курс лечения при заболевании носа

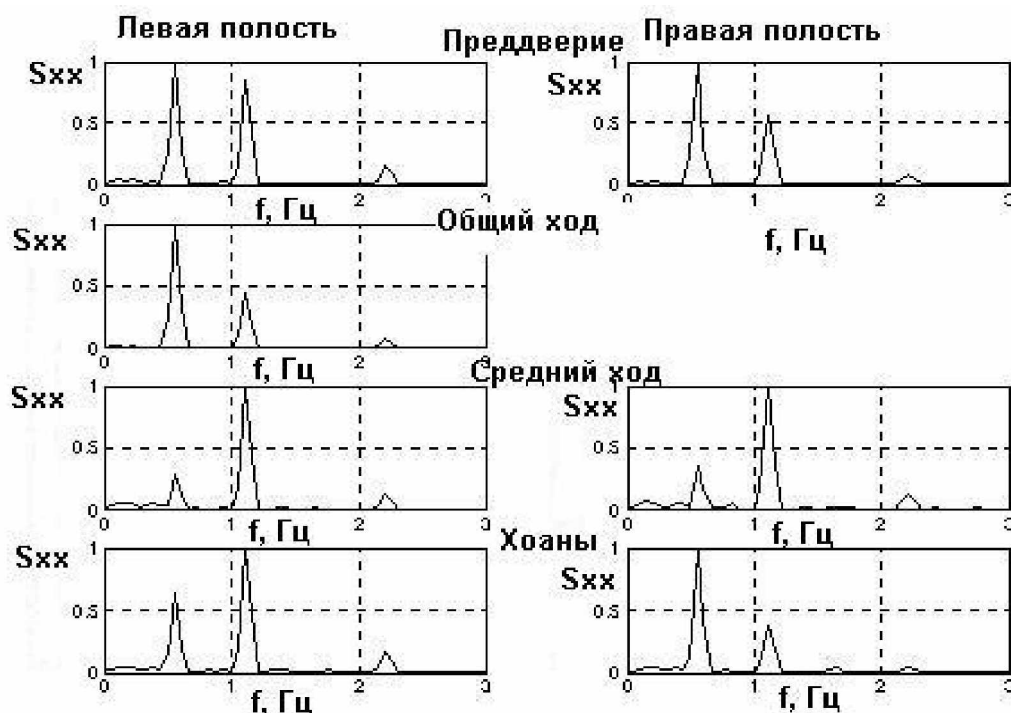


Рис. 6. СПМ для скорости воздушного потока внутри полостей модели носа

Анализ графиков спектральной плотности мощности (рис. 6) для скорости воздушного потока внутри модели носа показал полную взаимозависимость между различными частями модели. Представленные на графиках два пика характеризуют спектральную плотность мощности для скорости воздушного потока. Пик, лежащий на низкой частоте, отражает основной характер движения воздуха по дыхательной системе.

Второй пик, лежащий на более высокой частоте, характеризует колебания воздуха при переходе от вдоха к выдоху и наоборот.

Другой важной характеристикой хаотического процесса дыхания являются корреляционная размерность и энтропия. Вычисленная по формуле (2) корреляционная размерность для больных, прошедших лечение по поводу заболеваний носа и для модели носа, оказалась чуть больше 2 для здоровых людей и для модели носа и несколько выше этого значения для больных. Вычисленная по формуле (3) корреляционная энтропия в норме не превышает величину 0,8 и возрастает для затрудненного дыхания. Далее представлена таблица значений корреляционной размерности и энтропии для модели носа при моделировании различных типов дыхания: естественное дыхание здорового человека, прерывистое дыхание больного, дыхание через одну ноздрю, естественный ритм, дыхание через одну ноздрю, учащенное, прерывистое.

	естественное дыхание		прерывистое дыхание		через одну ноздрю, естеств. ритм		через одну ноздрю, прерывистое	
	D _c	K ₂	D _c	K ₂	D _c	K ₂	D _c	K ₂
Область преддверия носа	2,76	0,76	3,27	1,02	3,25	0,63	3,75	1,107
Общий носовой ход	2,33	0,51	3,44	0,79	2,32	0,55	2,91	0,56
Средний носовой ход	2,47	0,52	2,98	0,5	2,14	2,15	3,28	0,81
Хоаны	1,83	0,69	2,69	0,31	2,82	0,78	3,05	0,74

Таблица. Корреляционная размерность и корреляционная энтропия внутри модели носа

Заключение

Рассматривалась возможность диагностирования заболеваний дыхательной системы человека методами спектрального анализа и оценивания корреляционной размерности и корреляционной энтропии. Для этого исследовался характер движения воздуха внутри человеческого носа и внутри модели носа, повторяющей его анатомическое строение.

Анализ СПМ показал наличие двух основных пиков для здорового человека. Пик, лежащий на меньшей частоте, соответствует основному характеру колебаний и является максимальным, несколько меньший по амплитуде пик на большей частоте соответствует колебаниям на исходе вдоха и выдоха. Наличие дополнительных пиков СПМ соответствуют значительной степени затруднения дыхания.

Корреляционная размерность здорового человека $D_2 \geq 2$, а корреляционная энтропия не превышает величину 0,8.

Таким образом, диагностирование заболеваний дыхательной системы методом спектрального анализа и оценивания корреляционной размерности и корреляционной энтропии, в отличие от других методов, вошедших в практику, позволяет учитывать хаотический характер движения воздуха и определяет наличие или отсутствие заболеваний органов дыхания.

Литература

1. Овчинников Ю.М. Оториноларингология: Уч-к. М.: Медицина, 1995. 268 с.
2. Lukyanov G., Usachev V. Chaotic behavior by the air flow of the breath of human being // PhysCon 2003. Saint-Petersburg, 2003. P. 124–127.
3. Сагалович Б.М. Физиология и патфизиология дыхательных путей. М.: Медицина, 1964. 327 с.
4. Mlynski G., Grutermacher S., Plontke S., Mlinski B., Lang C. Correlation of nasal morphology and respiratory function // Rhinology, 2001.39. P. 197–2001.
5. Шустер Г. Детерминированный хаос. М.: Мир, 1988, 254 с.
6. Рассадина А.А. Оригинальная модель для исследования движения воздушных потоков внутри полости носа // Вестник конференции молодых ученых СПбГУ ИТМО. Сборник научных трудов. СПб: СПбГУ ИТМО. 2004. Т. 2. С. 265–270.

ОПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ ЧИСТОЙ ВОДЫ

И.Е. Скалецкая

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.Т. Прокопенко

Цель работы состояла в исследовании принципиальной возможности использования метода поляризационно-оптической диагностики для изучения свойств воды, обладающей рядом мало изученных и интересных с точки зрения современного подхода к проблемам медицины свойств. Показано, что подобная диагностика позволяет определить показатель преломления воды с точностью до пятого знака после запятой. Приводится обоснование выбора наиболее информативной оптической модели поверхностных слоев воды, определяющих ее отражательную способность для монохроматического поляризованного света, с помощью которой можно интерпретировать ее транспортные и реструктуризационные свойства.

Введение

В оптическом материаловедении вода является одним из первых и наиболее полно изученных объектов исследования. Однако при использовании поляризационно-оптических методов диагностики она открывает новые грани своих аномальных отражательных свойств – экстремально высокие значения экстинкции в окнах слабого поглощения и угловую зависимость оптических констант на скользящих углах падения.

Вода – это хорошо изученный, широко распространенный в природе объект с уникальным набором аномальных, но не всегда объяснимых свойств. Так, в эволюции формирования простых веществ земли вода имеет воистину океанический масштаб. Более того, хотя в процентном отношении ее объемы невелики ($\Delta V/V \approx 10/6400 \sim 15\%$), в нашей жизни она принимает космические масштабы.

Хорошо изучена химическая природа воды, квантовая, в частности. Однако природа неподеленных пар электронов кислорода в тетраэдрической координации атомов ее молекулы не находит своего строгого модельного объяснения. Алогичной на первый взгляд представляется сама связь кислорода с двумя электронами водорода, обеспечивающая молекуле воды конфигурацию легкого инертного газа неона. Энтальпийные (ΔH_0) свойства воды также обладают энергетической аномальностью ее образования (-285.83 кДж/моль) из простых газов H_2 и O_2 по сравнению с более выгодным образованием перекиси водорода (-187.7).

Уточняя религиозные учения о всемирном потопе, можно предположить, что наша праатмосфера изначально была насыщена перекисью водорода H_2O_2 , распад которой в результате ряда катастроф оказался первым повсеместным потопом на оксидную твердь земли в далекие времена.

В органической жизни тайны воды усугубляются балансом свойств связанной и свободной воды. Так, например, не всякую жажду можно утолить водой.

Молекулярная вода – аномально полярное вещество, способное силами полей Ван-дер-Ваальса осуществлять реакции растворения, электролитическую диссоциацию и сольватацию.

Рекордно высокое значение имеет электростатическая диэлектрическая постоянная воды $\epsilon=81$. Это означает, что она может быть ловушкой электростатических полей (E) с высокой индукцией $D= \epsilon E$. Однако для высокочастотных электромагнитных полей дисперсионное значение ϵ_∞ , описываемое квадратом показателя преломления $n^2=\epsilon_\infty$, теряет свою аномальность ($n = 4/3$). Тем не менее, на индуцированные извне информационно-транспортные свойства воды при нормальных условиях современные исследователи возлагают большие надежды [1].

Таким образом, на современном уровне знаний все больший интерес вызывают вторичные (кристаллоагрегатные) и третичные (полимерные) модификации структуры воды, отвечающие за ее поведение в слабых электромагнитных полях с эффектами ре-

структурирования и памяти к ним, имеющие чрезвычайно важное медико-биологическое значение для экозащиты человека в индустриально патогенной среде.

Существует множество методик по изучению наблюдаемых с водой необычных явлений, в частности, медико-биологических [1].

Данное исследование посвящено созданию методики, позволяющей оценивать и изучать оптические свойства воды на основе поляризационно-оптической диагностики веществ. В рамках работы были проверены принципиальные возможности использования приборов эллипсометрического типа для изучения оптических констант жидкостей.

Перспективность рассматриваемого метода исследования обусловлена высокой чувствительностью приборов эллипсометрического типа к амплитудно-фазовым характеристикам поля отраженной световой волны, определяемым приповерхностными структурами, отвечающими за многие свойства изучаемых объектов, в частности, индуцированных их взаимодействиями с внешней средой и не обнаруживаемых прямыми энергетическими способами исследования.

Системный анализ спектрально-оптических свойств воды в одной из работ IX международного конгресса кирлианистов приводит автора [1] к выявлению сложного набора как бы парциальных составляющих показателя преломления чистой воды, представленных в табл. 1.

$E_{\text{в}} \text{H}_2 / E(E_{\text{в}} \text{H}_2, E_{\text{а}} \text{H}^+)$	1,3289
$E_{\text{в}} (\text{H}_2 - \text{H}_2^+) / E(E_{\text{в-а}} \text{OH}, E_{\text{а}} \text{H}^+)$	1,3282
$E(E_{\text{в}} \text{H}_2, E_{\text{а}} \text{H}^+) / E\{E_{\text{в}} (\text{H}_2 - \text{H}_2^+), E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+)\}$	1,3289
$E_{\text{в}} (\text{OH} - \text{H}_2^+) / E_{\text{в}} \text{H}_2^+$	1,3283
$E\{E_{\text{в}} (\text{H}_2 - \text{H}_2^+), E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+)\} / E\{E_{\text{в}} \text{H}_2\}$	1,341
$E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+) / E^{\text{а}} (2\text{H})^+$	1,3333
$E(E_{\text{в-а}} \text{OH}, E_{\text{а}} \text{H}^+) / E\{E_{\text{а}} \text{OH}, E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+)\} - E_{\text{а}} \text{H}^+$	1,332
$E_{\text{а}} (\text{H} + -\text{OH}) / E\{E_{\text{в}} (\text{O} - \text{O}), E_{\text{а}} \text{O}_2\}$	1,332
$E_{\text{а}} \{\text{OH} - (2\text{H})^+\} / E_{\text{а}} (\text{O}^0 - \text{H}^0)$	1,3295
$E\{E_{\text{в}} \text{O}_2, E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+)\} / E\{E_{\text{в}} (\text{H}_2 - \text{H}_2^+), E_{\text{а}} (\text{H}^0 - \text{H}^+)\}$	1,302
$E_{\text{в}} \text{O}_2 ? / E\{E_{\text{в}} \text{O}_2^-, E_{\text{в}} (\text{O} - \text{O})\}$	1,302
$E\{(E_{\text{в}} \text{O}_2 - 1912 \text{ см}^{-1}), E_{\text{а}} \text{O}_2\} / E_{\text{в}} (\text{O} - \text{O})$	1,306
$E_{\text{в}} (\text{O} - \text{O}) / E_{\text{а}} \{\text{OH}, (\text{H}^0 - \text{H}^+)\}$	1,318
$E_{\text{в}} \text{OH} / E(E_{\text{в}} \text{H}_2, E_{\text{а}} \text{H}^+)$	1,315

Таблица 1. Парциальные составляющие показателя преломления воды

Однако автор не совсем корректно игнорирует комплексную природу показателя преломления воды, считая, что общепринятой характеристикой низкоэнергетических спектров ЭС (валентных электронов) является только показатель преломления $n = 1,3$ (лед) или $n = 1,327$ (воды для 60°C) и $n = 1,3339$ при 0°C .

Из табл. 1 видно, что величина n воды в основном определяется регулярными Н-центрами, в частности $(\text{H}^0 - \text{H}^+)$ -е, (H^+) -е и $(\text{H} - \text{H})^+$ -е.

Более полная картина широкополосных свойств линейного отклика воды на воздействие слабых ЭМ полей, включая тепловой ИК-диапазон, представлена на рис. 1–3 дисперсионными спектрами [2] компонент комплексного показателя преломления ($m = n - ik$), состоящего из показателя рефракции $n(\lambda)$ и поглощения $k(\lambda)$.

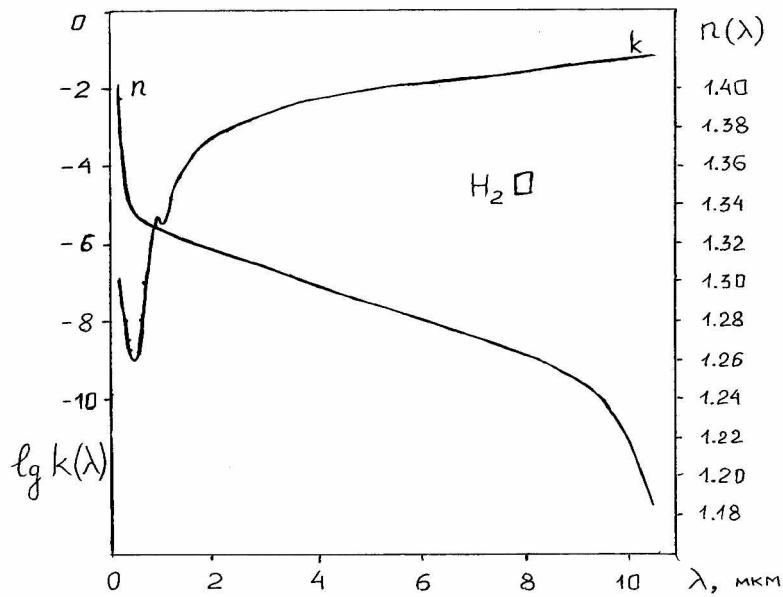


Рис. 1. Спектры компонент комплексного показателя преломления воды m

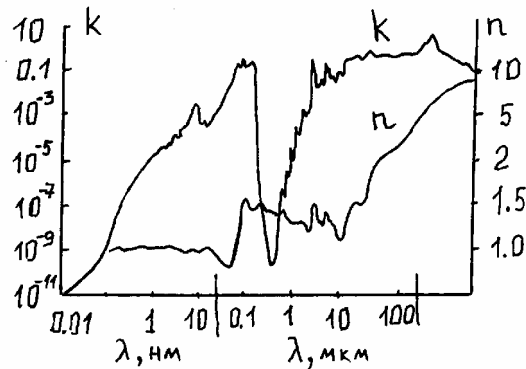


Рис. 2. Спектры $m(\lambda)$ для воды

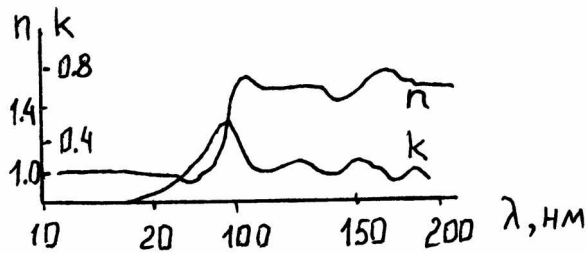


Рис. 3. Спектры $m(\lambda)$ воды в УФ области

На рис. 2 и 3 показаны детали этих спектров компонент комплексного показателя преломления воды в пределах длинноволнового и коротковолнового УФ излучений [3].

Из данных рис. 1–3 видно, что вода представляет собой сложно организованную структуру многоэлектронной конфигурации атомного, молекулярного и кристаллического порядков с характерным всепоглощающим откликом на внешние воздействия всюду, кроме окон прозрачности в видимом и рентгеновском диапазонах.

Секреты парциальных данных табл. 1 имеют расчетный характер, который описывается классическими дисперсионными рядами или интегралами Крамерса-Кронига для дипольного отклика электронов структуры на гармоническое силовое поле ЭМ волны:

$$\ddot{P} = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^{N_a N_m} \alpha_j \ddot{E}_j = \frac{e^2}{mV} \sum_{N=1}^{N_{\text{молек}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{атом}}} \frac{\chi_j \ddot{E}_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_j} =$$

$$= \frac{1}{V} \ddot{E}_j \sum_{N=1}^{N_{\text{молек}}} \alpha_{\text{молек}} = \frac{N_{\text{молек}}}{V} \ddot{p}_{\text{молек}} = n_{\text{молек}} \ddot{E}_j \alpha_{\text{молек}}$$

Вводимая в этих соотношениях поляризуемость (α) входит в закон Клаузиуса-Мосотти и приобретает особый микроскопический смысл в параметрах (χ) сил осцилляторов:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4}{3} \pi n_{\text{молек}} \alpha_{\text{молек}} = \frac{4}{3} \pi n_{\text{молек}} \frac{e^2}{m} \sum_{j=1}^{N_{\text{атом}}} \frac{\chi_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_j} \quad (1)$$

Важно подчеркнуть, что (1) предполагает динамическую (дисперсионную), а не статическую интерпретацию ε и содержащуюся в ней молекулярную поляризуемость $\alpha_{\text{молек}}$ на частотах 10^{14} Гц.

В жидком состоянии вода доступна для проникновения в дефекты ее структуры газов внешней среды, равно как и наоборот – испарению молекул (даже на морозе). Эти обстоятельства важно учитывать при построении оптической модели поверхностных слоев воды, определяющих ее отражательную способность для монохроматического ($\lambda = 632.8$ нм) поляризованного света, по которой обычно и проводится диагностика ее транспортных и информационно значимых свойств.

Температурные секреты воды состоят в том, что ее молекулы проявляют свойства агрегации. Так, например, пары воды имеют молекулярную массу 18, вода при 4°C имеет уже молекулярную массу 36, а фракции льда – 54. Таким образом, в программах планирования эксперимента необходимо предусмотреть зависящие от температуры измерения оптических констант воды.

Методика исследования

В качестве прецизионных приборов для определения оптических констант воды использовались эллипсометры серии ЛЭФ-2 и -3М, принципиальная схема работы которых представлена на рис. 4.

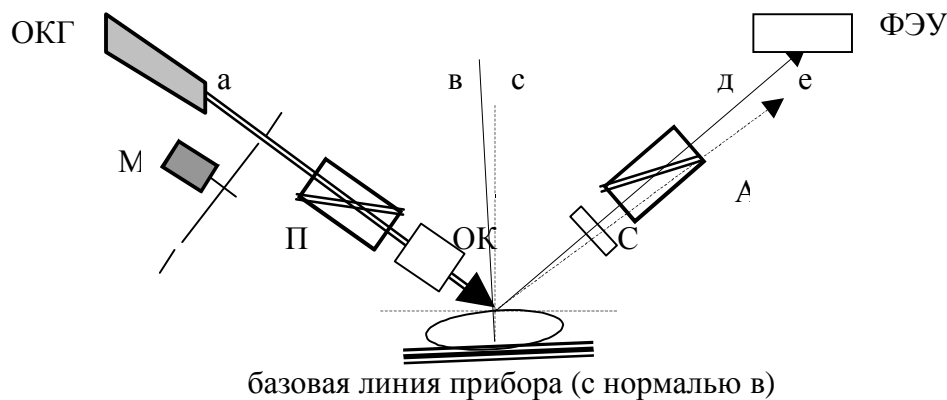


Рис. 4. Схема скрещенных поляризаторов при косом падении света на ОИ

На рис. 4 введены следующие обозначения: ОКГ – источник когерентного монохроматического излучения ($\lambda=632.8$ нм); М – низкочастотный модулятор-прерыватель светового пучка 1 мм апертуры; П, А – кристаллические поляризаторы Глана-Томсона; С – компенсатор ($\lambda/4$); а, е – реальные лучи падения и отражения на строго горизонтальном участке ОИ; в – базовая линия симметрии между плечами падения (а) и реги-

страции (д) ФЭУ; ОИ – объект исследования (зеркальная поверхность дисциллированной воды); ОК – расположение возможного коллиматора тонких пучков.

Источники неустранимых систематических погрешностей ЛЭФ-2:

- значительная апертура светового пучка для непланарных ОИ;
- конечная расходимость лучей светового пучка ОКГ;
- неполное совпадение базовой нормали (в) с линией отвеса (с);
- вибронезащищенность ОИ от промышленных помех;
- низкая частота селекции механического модулятора (М).

Как известно [4], метод эллипсометрических исследований позволяет с высокой точностью диагностировать поверхностное разнообразие структур исследуемых сред.

При отражении когерентного линейно поляризованного света от диэлектрических зеркал его поляризация трансформируется в эллиптическую. Эллипс деполяризации отраженного света описывается двумя амплитудно-фазовыми параметрами $\Psi(\varphi)$ - $\Delta(\varphi)$, измеримыми при углах падения-отражения φ на эллипсометрах-фотометрах, например типа ЛЭФ-2 или ЛЭФ-3М. Эти параметры входят в основное уравнение эллипсометрии (ОУЭ) вида [4]:

$$\operatorname{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{R_p}{R_s} = \frac{|E_p^{OTP} / E_p^{ПАД}|}{|E_s^{OTP} / E_s^{ПАД}|} e^{i[\operatorname{arctg}(E_p^{OTP}) + \operatorname{arctg}(E_s^{ПАД}) - \operatorname{arctg}(E_p^{ПАД}) - \operatorname{arctg}(E_s^{OTP})]} \quad (2)$$

и описываются обобщенными комплексными коэффициентами Френеля $R(\varphi, n, k, d/\lambda)$. Их явный вид для формул (2) известен только для частных моделей взаимодействия ортогональных р- и s-компонент поля световой волны с веществом, оптические параметры которой задаются комплексными показателями преломления m и толщинами соответствующих слоев d . В простейшей модели плоской границы раздела фаз эти обобщенные коэффициенты переходят в классические коэффициенты Френеля для идеальных границ, из которых, в частном случае диэлектриков без поглощения, при углах $\varphi_{бр}$ выводится закон Брюстера:

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

φ , град.	$\Psi(\varphi)$, град.	$\Delta(\varphi)$, град.	$U_{ФЭУ}$, мВ	Идеальная граница $n k$
50	5,166667	176,2667	0,15	1.33546 0.01064
52,5	1,083333	162,85	0,16	1.33354 0.00961
53	0,383333	127,3167	0,1625	1.33388 0.00906
53,16667	0,3	92,13333	0,165	1.33538 0.00895
53,25	0,383333	57,9	0,1665	1.333004 0.009654
53,5	0,66666	15,2	0,1675	1.33208 0.00517
60	11,01667	2,666667	0,18	1.33148 0.01047
65	18,23333	0,85	0,2	1.33511 0.00789
70	24,81667	0,483333	0,23	1.33556 0.00669
75	30,66667	0,316667	0,24	1.3347 0.00543
77,5	33,33333	0,216667	0,25	1.33416 0.00543
80	35,83333	0,15	0,26	1.33495 0.00481
82,5	38,21667	0,083333	0,31	1.33617 0.00362
85	40,53333	0,05	0,32	1.3355 0.00329
87,5	42,78333	0,04	0,36	1.33511 0.00529
88	43,21667	0,03	0,37	1.3389 0.00498
88,5	43,58333	0,02	0,31	1.37499 0.004578
88,75	43,88333	0,01	0,25	1.34058 0.002659

Таблица 2. Амплитудно-фазовые и фотометрические параметры $U_{ФЭУ}(\varphi)$ для воды и оценки оптических констант ее приповерхностных структур

В табл. 2 приводятся данные эллипсометрических измерений на чистой воде. На рис. 5 представлена графическая иллюстрация данных табл. 2. Здесь по поведению амплитудной функции графическим способом находим угол Брюстера и оцениваем показатель рефракции $\text{tg}(53.13^\circ)=1.333328$, который с большой точностью воспроизводит значение $n = 4/3$, хотя сами измерения по модели идеальных границ Френеля варьируются уже с третьего знака после запятой.

Этот факт высокой точности оценки вещественной части показателя преломления до пяти знаков после запятой по методу Брюстера можно объяснить хорошей статистикой измерений (18 точек) вблизи угла Брюстера $\varphi_{\text{бр}} = 53.13^\circ$, при котором сами эллипсометрические измерения в принципе проводить невозможно из-за потери s-луча в компонентах поля. При этом статистический закон увеличения точности при многократных измерениях $1/\sqrt{18}$ более чем вчетверо улучшает точность однократных измерений, разброс которых начинается с третьего знака после запятой.

При использовании модели идеальных границ Френеля для зеркально гладкой поверхности чистой воды получается, что среднее групповое значение показателя преломления для углов от 80° до 90° проявляет тенденцию к завышению их значений и как бы характеризует аномальную поляризуемость воды в верхнем слое сил поверхностного натяжения, который захватывают скользящие по поверхности лучи света.

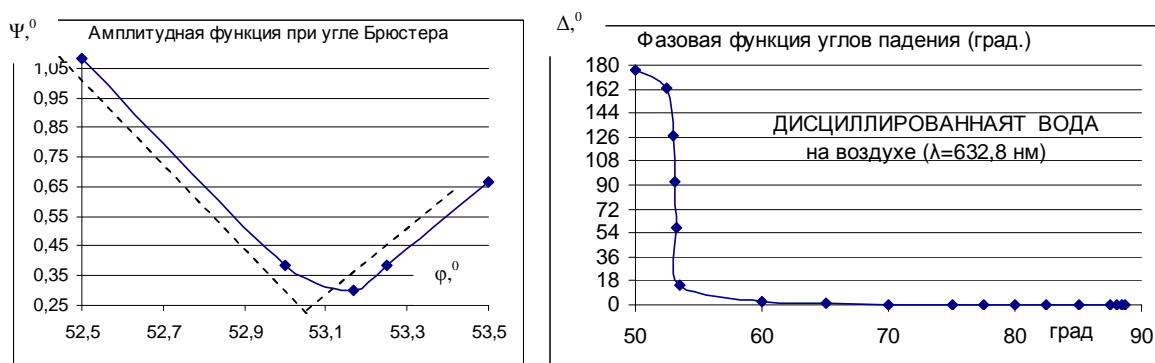


Рис. 5. Амплитудно-фазовые функции эллипса поляризации светового поля

Однако чистая вода на поверхности раздела фаз (на воздухе) должна обладать значительными по толщине переходными приповерхностными слоями d_0 (ППС) в силу аномально высокой электрической поляризуемости ее молекул и наличия газовых накоплений. Следовательно, в первом приближении оптическая модель зеркала воды может представлять собой некий однородный слой (d_0) с известным средним для него значением показателя преломления n_0 или эффективным значением, которые можно оценить по амплитудно-фазовым параметрам (Ψ - Δ) эллипса поляризации отраженного под произвольным углом (φ) монохроматического света путем решения соответствующего основного уравнения эллипсометрии (ОУЭ) Эйри-Друде (2).

Обсуждение результатов

Модель идеальной границы Френеля, расчетные данные по которой представлены в табл. 2, имеют более значимый статистический разброс, чем данные по методу графической интерполяции угла Брюстера. Наиболее реалистичной является модель оптической системы на поверхности воды в виде трех слоев – пара, молекулярного поверхностного натяжения и газового подслоя на подложке чистой воды.

На рис. 6 представлены адгезионные свойства воды по отношению к кислороду и воздушной смеси газов при разных температурах.

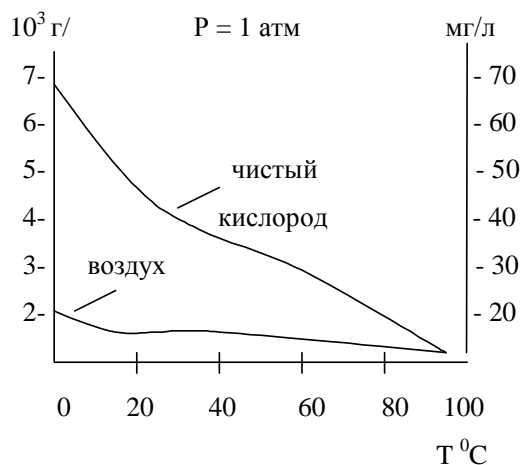


Рис. 6. Адгезионные свойства воды

Влияние температуры на показатели поглощения k и толщину d переходного термодинамического слоя сил поверхностного натяжения [5] представлено на рис. 7, из которых следует важность проведения измерений при разных значениях температуры.

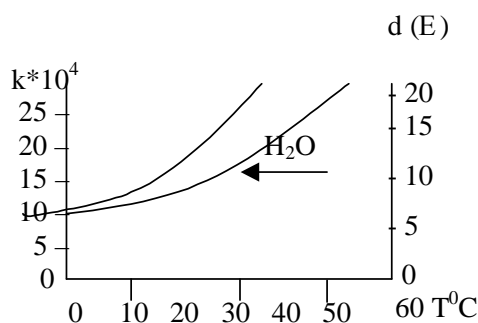


Рис. 7. Влияние температуры на поглощение и толщину приповерхностного слоя воды

Тенденция роста плотности насыщающих паров над водой при нагревании $\rho(T)$ хорошо известна [6] и представлена на рис. 8. Это давление, естественно, переходит в атмосферное при 100°C .

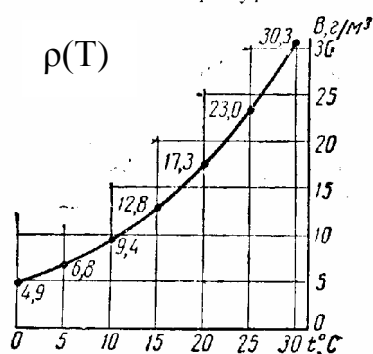


Рис. 8. Функция абсолютной влажности воздуха от температуры

Данные рис. 8 соответствуют психрометрическим изменениям, представленным в табл. 3. Благодаря соотношению (1) существует принципиальная возможность по значениям плотности паров ρ оценить величину их показателей преломления $n(\rho)$ для построения корректной оптической модели среды. В общем случае поляризуемость α складывается из упругой составляющей $\alpha_{\text{упр}} = 4\pi\epsilon_0 r^3$ и ориентационной, на пару порядков более значимой при реальных значениях T и средних значениях дипольного момента (p) молекул: $\alpha_{\text{ор}} =$

$p^2/(3kT)$, где k – постоянная Больцмана и r – характерный размер молекул. Соответствующее экспериментальное определение аномальных вариаций $\varepsilon = n^2(\alpha)$ через показатель преломления n может служить основанием для поиска причин (индукции) реструктуризации приповерхностных слоев в столь податливом и памятьливом объекте исследований, как вода, что оказывается чрезвычайно полезным при изучении ее транспортных свойств в окнах прозрачности. В этих окнах самым благоприятным образом исключается влияние диагностирующего излучения на длине волны He-Ne лазера.

$t^{\circ}\text{C}$	p мм рт столба	ρ 10^{-3} кг/м ³	$t^{\circ}\text{C}$	p мм рт столба	ρ 10^{-3} кг/м ³
-20	0,8	0,9	11	9,8	10,0
-10	1,9	2,1	12	10,5	10,7
-5	3,0	3,2	13	11,2	11,4
-1	4,2	4,5	14	12,0	12,1
0	4,6	4,8	15	12,8	12,8
1	4,9	5,2	16	13,6	13,6
2	5,3	5,6	17	14,5	14,5
3	5,7	6,0	18	15,5	15,4
4	6,1	6,4	19	16,5	16,3
5	6,5	6,8	20	17,5	17,3
6	7,0	7,3	25	23,8	23,0
7	7,5	7,8	30	31,8	30,3
8	8,0	8,3	50	92,5	83,0
9	8,6	8,8	80	355,1	293,0
10	9,2	9,4	100	760,0	598,0

Таблица 3. Свойства насыщенного пара при разных температурах

Заключение

В работе показана принципиальная возможность использования поляризационно-оптических методик (приборов эллипсометрического типа) для изучения оптических свойств воды. С точностью до пятого знака определен показатель преломления воды ($n = 1,333328$) с помощью простейшего метода пеленгации углов Брюстера.

Таким образом, можно сделать вывод о перспективности использования данной методики для построения оптических моделей поверхностных структур жидких сред при изучении и описании наиболее интересных транспортных и информационно-энергетических свойств воды как медико-биологического объекта исследований.

Литература

1. Резников В.А. Вода как организованная плазма. // 9 международный научный конгресс по биотехнологиям. СПб, 2005.
2. Appl. Optics. 1973. V.12. №3. P.557.
3. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 215 с.
4. Алексеев С.А., Прокопенко И.Т., Скалецкий Е.К. и др. Введение в прикладную эллипсометрию. СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. 196 с.
5. K. Kinoshita, M. Yamamoto. Angle-ellipsometry. Principal angle-of-incidence ellipsometry. P. 64–75.
6. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЖИРОВОЙ ТКАНИ

О.А. Смолянская

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук,
доцент А.В. Беликов

Работа направлена на изучение зависимости основных оптических характеристик жировой ткани от температуры. Для решения этой задачи на основании обобщения известных литературных данных смоделирована структура естественной жировой ткани, а задание тепловых и оптических свойств ее основных компонентов позволило предложить новую температурозависимую оптическую модель жировой ткани.

Введение

В настоящее время интенсивно ведутся поиски новых и, в частности, оптических технологий селективного и неинвазивного воздействия на жировую ткань. Поэтому особый интерес представляют исследования оптических свойств жировой ткани и их изменений под действием различных факторов, в частности тепла, электромагнитного излучения, магнитного поля и т.п.

К сожалению, большинство исследований в области жировой ткани посвящено чистым природным или синтетическим жирам, например, фантому жировой ткани – интралипиду. Однако такая аналогия неправомерна. Это связано с тем, что свойства отдельных липидов, в частности, жирных кислот, существенно меняются при добавлении других липидов. Естественная жировая ткань как раз и представляет собой сложную многокомпонентную биологическую систему. Она содержит различные липиды, воду и белок. Многообразие компонентов естественной жировой ткани позволяет ожидать особых, специфических только для нее свойств.

Жировая ткань состоит из долек, образованных сравнительно крупными клетками шаровидной формы среднего диаметра 100 мкм. Между жировыми клетками могут располагаться коллагеновые, ретикулярные, эластичные и нервные волокна, кровеносные капилляры, фибробласты, лимфоидные элементы и тучные клетки. Жировая ткань человека состоит на 60–85% из липида, на 5–30% из воды и на 2–3% из белка или «протеиновой компоненты» [1]. Основную массу липидов в жировой ткани составляют триглицериды (90–99%). Соединительная ткань формирует волокнистые элементы капсулы, междольковые перегородки и тонкие сети коллагеновых фибрилл, поддерживающие жировые клетки. Размеры скоплений жировых клеток или долек жировой ткани могут составлять 2–10 см. Триглицериды могут образовывать три главные и одну или две добавочные полиморфные формы [2]. Главные полиморфные формы – неустойчивая α -, промежуточная β' - и устойчивая β -форма. При образовании кристаллов молекулы триглицеридов ассоциируются так, что при этом образуются параллельно расположенные ряды пар их молекул.

В наших предыдущих исследованиях была получена индикатриса рассеяния образца свиной жировой ткани для различных температур [3]. Было показано, что в области больших углов, (-60) – $(-30)^\circ$ и 30 – 60° , диффузное пропускание с ростом температуры падает. В области малых углов, (-30) – 0° и 0 – 30° , коллимированное пропускание с ростом температуры увеличивается. Были сняты ИК спектры жировой ткани при различных температурах [3]. Показано, что триглицериды находятся в α -полиморфной форме в диапазоне температур 5 – 26°C . Переход от α - в β -полиморфную форму происходит при температурах 27 – 28°C . Полное плавление β -полиморфной формы происходит в диапазоне температур 42 – 45°C , что сопровождается изменением вязкости образца.

Моделирование температурозависимой оптической модели жировой ткани

На фотографии [4] жировой ткани отчетливо видны жировые дольки, т.е. скопления жировых клеток (см. рис. 1). Также видны коллагеновые волокна, которые отделяют жировые дольки, коллагеновые фибриллы, которые располагаются между клетками, а также видны кровеносные сосуды.



Рис. 1. Гистология жировой ткани

Далее фотографию была обрисована и подписаны все известные оптические свойства основных компонентов жировой ткани (см. рис. 2).

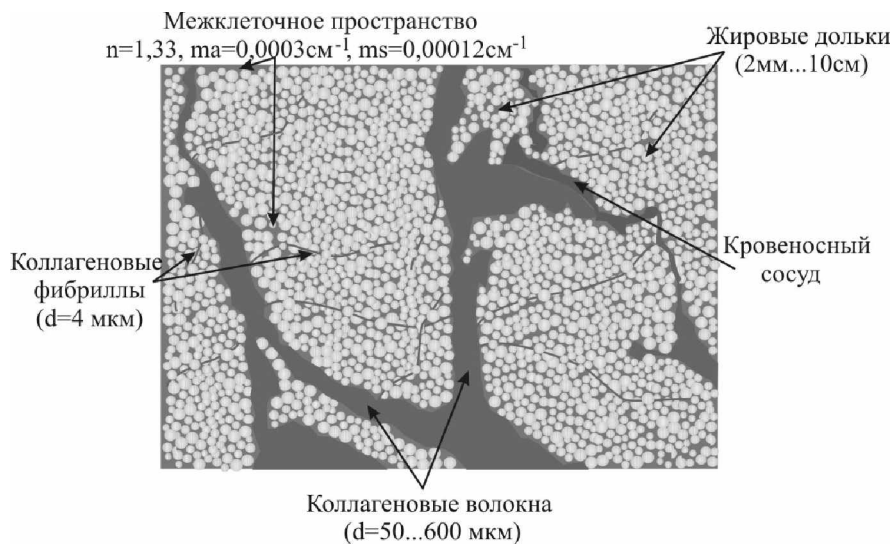


Рис. 2. Моделирование жировой ткани

После этого была предложена модель жировой ткани при изменении температуры (см. рис. 3). При температуре тела жировые клетки состоят из жидкого жира (рис. 3а). При охлаждении на периферии жировых клеток образуется кристаллический слой, состоящий из липидов в кристаллическом состоянии (рис. 3б). При нагревании оболочка жировых клеток истончается, и жировая долька представляет собой непрерывную фазу влаги с липидными молекулами (рис. 3в).

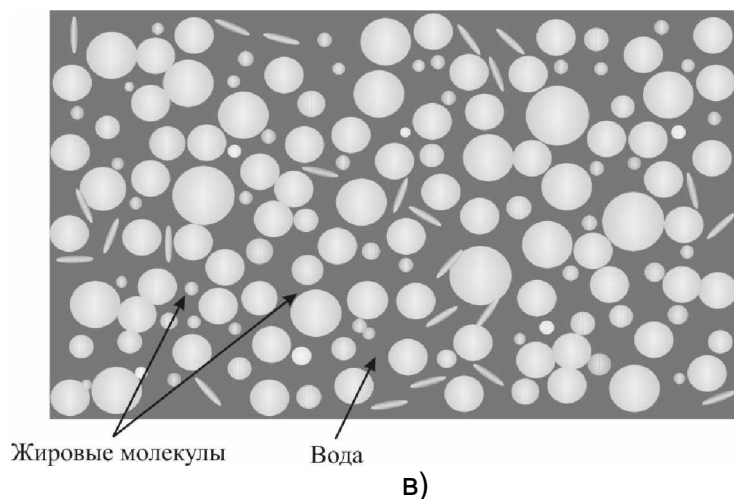
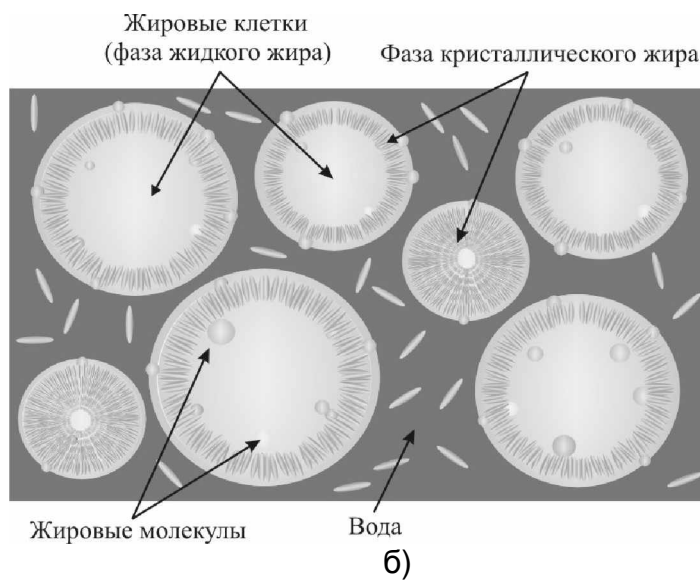
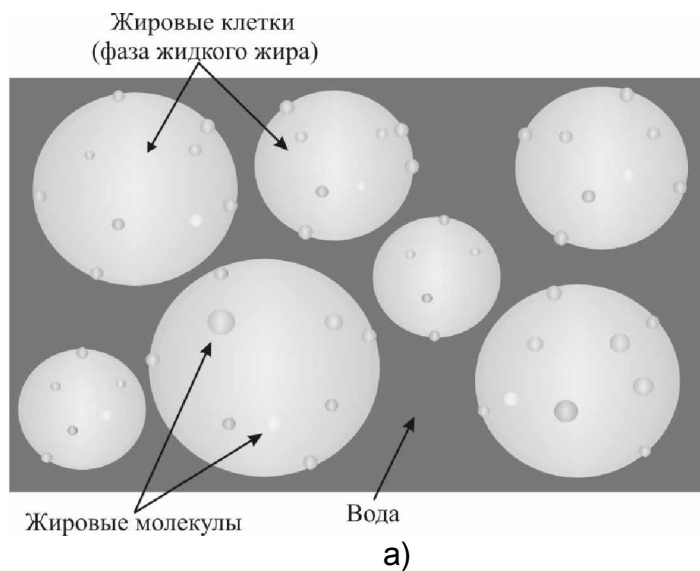


Рис. 3. Термозависимая модель жировой ткани при температуре тела (а), при охлаждении (б), при плавлении (в)

На основании проведенных рассуждений была построена упрощенную модель на примере одной клетки. Для этого в программе Tracpro-General Raytracing задавались три

модели жировой клетки. Первая – жировой шарик в воде, вторая – кристаллический шарик в воде, третья – жировой шарик с периферийным слоем кристаллического жира в воде. Последняя модель представлена на рис. 4.

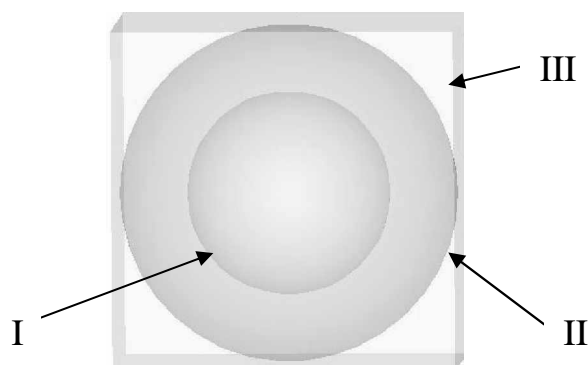


Рис. 4. Модель жировой клетки: I – жидкий жир, II – кристаллический жир, III – вода

В таблице приведены оптические свойства каждого вещества. Оптические свойства жира [5] и воды [6] брались из литературы. Показатель преломления кристаллического слоя менялся от 1,3 до 1,5. Показатель рассеяния кристаллического слоя менялся от 6,7 до 67 мм^{-1} .

Слой	Оптические свойства				Объем
	n	g	$\mu_s, \text{мм}^{-1}$	$\mu_a, \text{мм}^{-1}$	
жир	1,44	0,77	6,7	0,01	21,6 %
кристаллический жир	1,3...1,5	0,77	6,7...67	0,01	52,3 %
вода	1,33	1	0	0	47,7 %

Таблица. Оптические свойства различных слоев модели жировой клетки

Результат вычисления основных оптических характеристик модели жировой клетки в зависимости от температуры

На рис. 5 представлен пример прохождения лучей через модель жировой клетки.

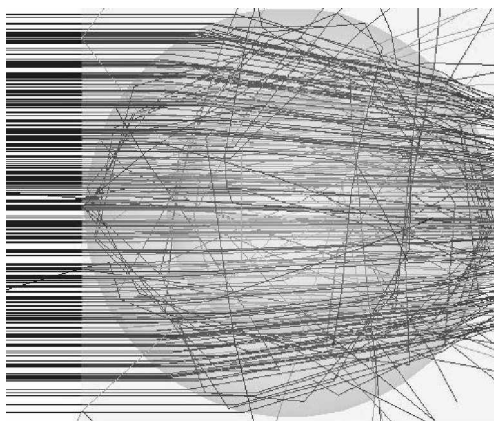


Рис. 5. Пример прохождения лучей через модель жировой клетки (параметры кристаллического слоя: $n=1,5$, $\mu_s=6,7 \text{ мм}^{-1}$)

Была построена диаграмма рассеяния для каждой модели. Как и предполагалось, для жирового шарика коллимированная компонента света имеет лучшие характеристики прохождения, чем для кристаллического шарика.

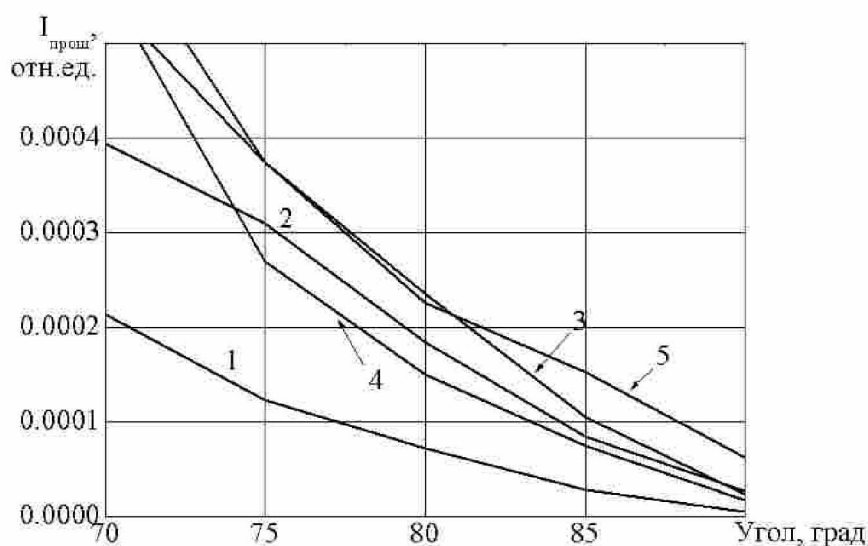
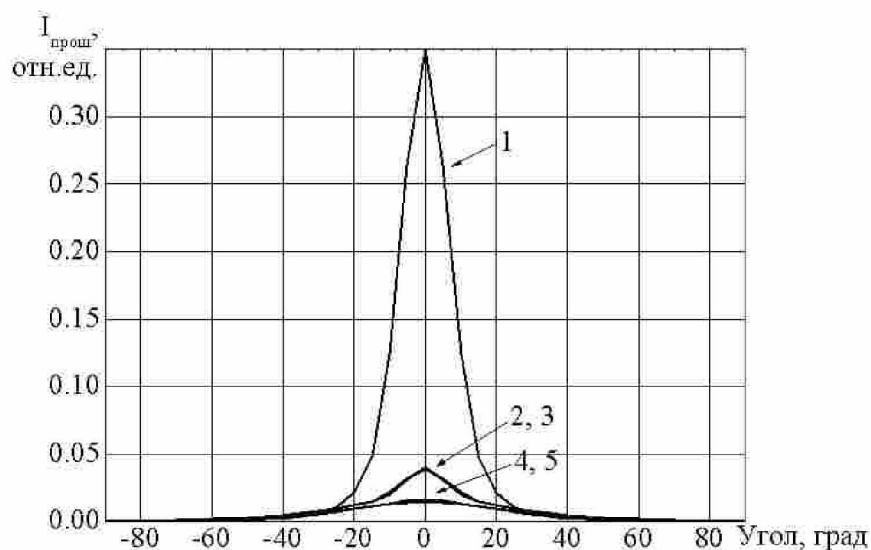


Рис. 6. Диаграмма рассеяния: 1 – жир ($n=1,44$, $m_s=6,7$), 2 – кристаллический жир ($n=1,44$, $m_s=67$), 3 – кристаллический жир ($n=1,5$, $m_s=67$), 4 – жир ($n=1,44$, $m_s=6,7$) + кристаллический жир ($n=1,44$, $m_s=67$), 5 – жир ($n=1,44$, $m_s=6,7$) + кристаллический жир ($n=1,5$, $m_s=67$)

На рис. 7 представлена зависимость интенсивности света от показателя преломления кристаллического слоя. Видно, что при изменении показателя преломления с 1,3 до 1,5 уменьшение интенсивности прошедшего клетку сигнала не превысило 5–10%. На рис. 8 представлена зависимость интенсивности света от μ_s кристаллического слоя (II), $n=1,5$ и $n=1,44$. При изменении коэффициента рассеяния с 6,7 до 67 мм^{-1} уменьшение интенсивности прошедшего клетку сигнала составило порядка 50%. Поэтому можно сказать, что настоящая модель более чувствительна к изменению коэффициента рассеяния, чем к изменению показателя преломления.

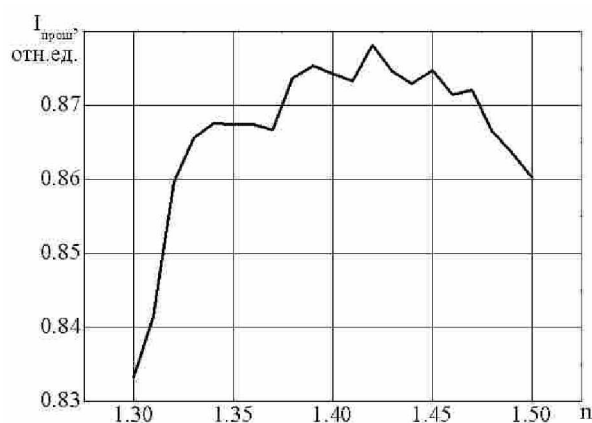


Рис. 7. Зависимость интенсивности света, от показателя преломления кристаллического слоя (II)

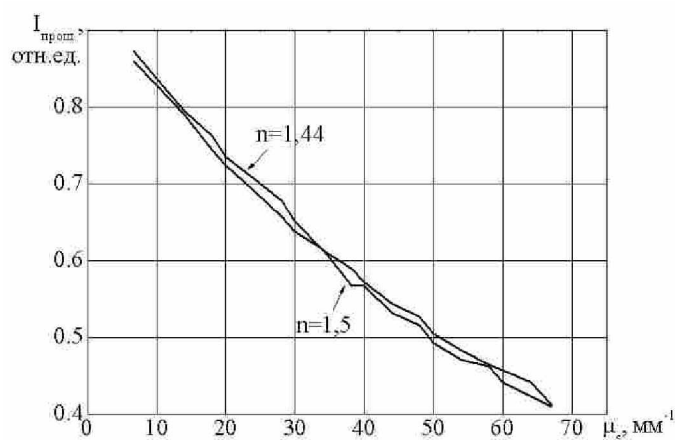


Рис. 8. Зависимость интенсивности света от μs кристаллического слоя (II), $n=1,5$ и $n=1,44$

Заключение

Предложена новая модель жировой клетки, позволяющая оценить изменение интенсивности прошедшего через клетку сигнала в видимой области спектра при нагреве и охлаждении клетки. Модель адекватно отражает поведение прошедшего через образец света. А именно, при температуре тела ($36,6^{\circ}\text{C}$) жировая клетка пропускает в приосевой области больший световой поток, чем при комнатной температуре (24°C). Модель находится в стадии оптимизации входных параметров.

Литература

1. Albright A.L. and Stern J.S. Adipose tissue. / In: Encyclopedia of Sports Medicine and Science, Internet Society for Sport Science. 1998
2. Верещагин А.Г. Биохимия триглицеридов. М.: Наука, 1972.
3. Belikov A.V., Prikhodko C.V., Smolyanskaya O.A. Study of thermo-induced changes resulted in optical properties of fat tissue. // Proc. SPIE, 2003. Vol. 5066. P. 207–212.
4. www.casweb.cas.ou.edu/.../Connective/63.adipose.html
5. Bolin F.P., Preuss L.E., Taylor R.C., Ference R.J. Refractive index of some mammalian tissues using a fiber optic cladding method // Applied Optics, 1989. Vol. 28. P. 2297–2303.
6. <http://omlc.ogi.edu>

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЭНЕРГО- ИНФОРМАЦИОННОГО ВЛИЯНИЯ ТВОРЧЕСКОГО ПРОЦЕССА НА ЧЕЛОВЕКА

И.Б. Стражмейстер

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Г.Н. Дульнев

В статье рассматривается способ оценки влияния творческого процесса на состояние энергоинформационных потоков человека по показателю относительной нормированной энтропии, позволяющему судить о воздействии на энергоинформационные потоки человека таких видов творчества, как музыка, танец, живопись и актерское мастерство, с точки зрения упорядочивания сознания.

Введение

Целью исследований явилась оценка влияния вызванных творчеством энергоинформационных потоков на изменение удельной нормированной энтропии состояния человеческого сознания. Для этого были выбраны творческие процессы, такие как живопись, исполнение музыкальных произведений, исполнение и восприятие танца, актерское творчество. Состояние сознания человека в процессе соответствующей информационной нагрузки оценивалось по показателям относительных нормированных коэффициентов хаоса или порядка. До сих пор при исследовании человеческого сознания и его измененных состояний в процессе творчества не производились измерения каких бы то ни было физических параметров субъектов, применяются только тестовые методы для выяснения изменения общего состояния и наблюдаемых эмоциональных реакций по таким параметрам, как самочувствие, активность, настроение (САН).

Актуальной задачей для науки является разработка метода и аппарата для количественной оценки процесса изменения сознания под воздействием экзогенных (внешних) и эндогенных (внутренних) факторов. Методологической и приборной оценке по термодинамическим показателям изменения состояния сознания под влиянием различных творческих процессов – живописи, исполнения музыки, танца и актерского творчества – посвящена данная работа.

Метод проведения эксперимента и обработки результатов

Творческие процессы, будь то музыка, живопись или танец, воздействуют на человека определенным образом: они меняют его настроение (от состояния покоя до возбуждения), восприятие мира, заставляют о чем-либо задуматься, создавать в воображении определенные образы, могут вызвать как положительные, так и отрицательные эмоции, побуждают к действию или погружают в размышление о внутреннем мире. Человек всегда нуждался в этом; у каждого народа сложились особые ритуальные формы искусства, специально предназначенные для защиты человека от негативных воздействий. Появились и своеобразные профессионалы (шаманы, колдуны, маги), помогающие человеку преодолевать внешние и внутренние трудности посредством ритуалов, основанные на музыке, танце и др. Искусство создает особую энергетику, которая способна исцелять, стимулировать интеллект, оказывать психологическую помощь, вселять надежду и укреплять уверенность в себе.

Способ исследования изменения энергоинформационных потоков человека под воздействием экзогенных и эндогенных факторов был рассмотрен в статье [1]. Для исследования различных проявлений энергоинформационного обмена применяется измерительный комплекс «ЭНИОТРОН-2». Это устройство включает преобразователь теплового потока, выходы которого соединены с многоканальным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и с персональным компьютером, и программное обеспечение.

Для регистрации энергоинформационных сигналов применяются датчики на основе измерителя теплового потока. Аналоговые электрические сигналы преобразуются в цифровую форму и поступают на ЭВМ, где в реальном масштабе времени отображаются на экране монитора и сохраняются в виде файла числовых данных на жестком диске.

Для определения локального энергоинформационного потока производятся измерения плотности теплового потока и температуры поверхности исследуемой зоны тела человека до, в ходе и после энергоинформационного воздействия, рассчитывается величина приращения удельной термодинамической энтропии, по которой определяется величина приращения обмена удельной термодинамической энтропии человека с окружающей средой.

Измерения плотности теплового потока и температуры производятся в биологически активных зонах участвующих в экспериментах людей (в данной серии экспериментов у всех участников датчики были расположены в центре лба), выбираются текущее, минимальное и максимальное приращения величины обмена удельной термодинамической энтропией участников эксперимента с окружающей средой и подставляются в нижеприведенные формулы для расчета коэффициентов хаоса или порядка:

$$K_x = \frac{\Delta_e S - \Delta_e S_{min}}{\Delta_e S_{max} - \Delta_e S_{min}}, \quad K_n = \frac{\Delta_e S_{max} - \Delta_e S}{\Delta_e S_{max} - \Delta_e S_{min}}, \quad K_x + K_n = 1, \quad (1)$$

где $\Delta_e S$, $\Delta_e S_{max}$, $\Delta_e S_{min}$ – текущее, максимальное и минимальное приращение удельной термодинамической энтропии обмена с внешней средой

При помощи программы Matlab производятся соответствующие расчеты и строятся графики зависимости этого коэффициента от времени проведения эксперимента. В течение 10 минут до энергоинформационного процесса записывается фон для сравнения с действием и последствием, далее производится соответствующее действие или воздействие, в течение 10 минут по окончании процесса записывается последствие для выяснения результата воздействия. По характеру изменения графиков можно судить о влиянии творческого процесса на упорядочивание сознания испытуемых по показателю энтропии.

В свете этих представлений творческий процесс может быть изучен с других, пока еще непривычных позиций, а именно – с точки зрения энергоинформации, т.е. взаимодействия человека с окружающим пространством и другим человеком.

Результаты исследования влияния танца

Танец – это движение. Движение есть биологическая необходимость. Перемещение тела в пространстве – это составная часть нашей повседневной жизни. Пространственная структура движения способна воздействовать на психофизическое состояние человека. И речь, в данном случае, не идет о танце как виде искусства, а о танце как двигательном действии, способном созидать пространство и оказывать сильнейшее эмоциональное воздействие [2].

На рис. 1 представлен опыт с танцем. Индуктор – Ольга Звездная, перципиент – Герасимов. Звездная использует свою методику танца. Первые 10 минут на графике соответствуют записи фона, с 10 по 16 и с 21 по 26 минуты – воздействие, с 16 по 21 и с 26 по 35 минуты – последствие. Время воздействий – это время музыкального сопровождения. Звездная говорит, что она сонстраивается с перципиентом, устанавливает энергетический контакт, а затем ведет его за собой. На графике это хорошо прослеживается: с 10 по 12 минуту она подстраивается под него (графики идут фактически параллельно), а затем тянет за собой (наблюдается сдвиг по фазе – ее график несколько опережает, графики синхронны). Оба приходят в ноль в период последствия. Во время второй композиции (с 21 по 26 минуту), индуктор, наоборот, подстраивается под

перципиента (ее график отстает со сдвигом по фазе). По окончании эксперимента состояние сознания перципиента приходит в порядок (снижается), Звездная приходит в ту же точку, в которой была до эксперимента. Нормированная относительная энтропия перципиента падает в периодах последействия, что говорит об упорядочении его внутреннего состояния в результате просмотра танца. Во время первого воздействия нормированная относительная энтропия уменьшается, во время второго увеличивается, возможно, это можно объяснить тем, что первое воздействие было успокаивающим, второе – стимулирующим.

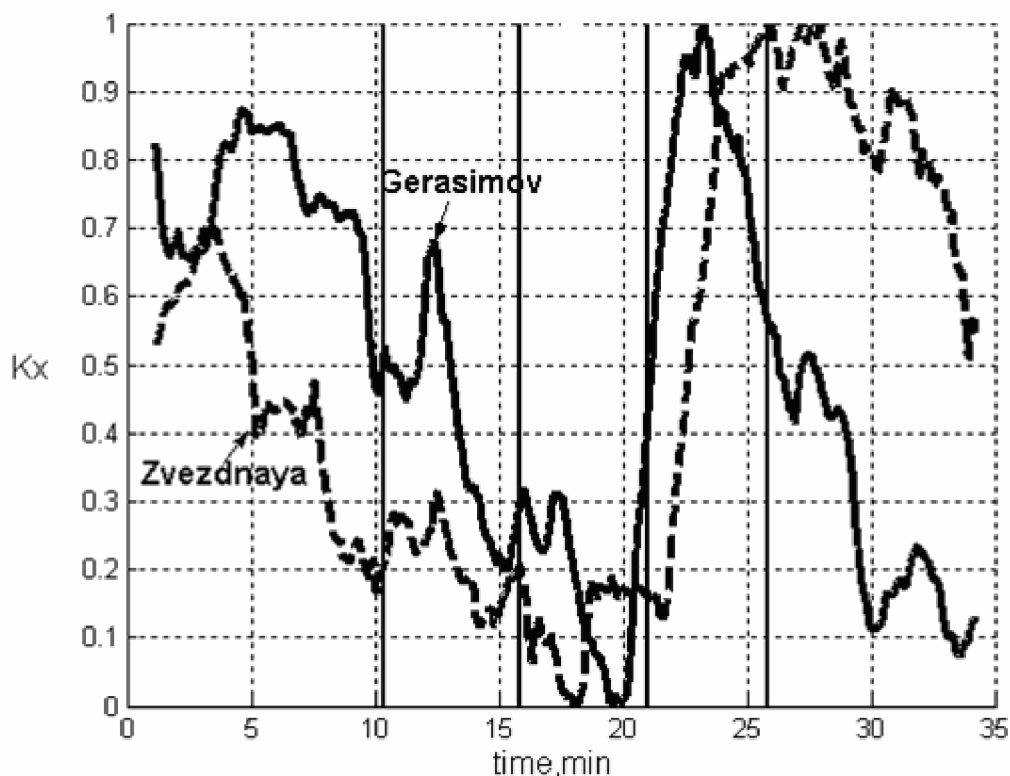


Рис. 1. Воздействие танца О. Звездной

На рис. 2 представлен другой эксперимент с танцем. Индуктор – Ирина Курис – к.п.н., специалист-практик по биоэнергетической релаксационной пластике как средству психорегуляции и биоэнергетической коррекции организма, перципиент – Кристина. Первые 11 минут на графике – запись фона, с 11 по 19 и с 29 по 39 минуты – танец (воздействию), с 19 по 29 и с 39 по 49 минуты – последействие. До воздействия графики индуктора и перципиента различны, все остальное время эксперимента они синхронны со сдвигом по фазе. Курис ведет за собой Крестину. С 15 минуты перципиент опережает индуктора, так как графики очень похожи, то отрицать воздействие нельзя, объяснить это можно тем, что сначала индуктор просила перципиента повторять движения за ней, а затем просто смотреть. В период последействия графики также синхронны. С 29 по 39 минуту снова воздействие – индуктор снова ведет перципиента до 36 минуты, а затем график перципиента снова опережает. В период последействия графики синхронны и практически совпадают. Нормированная относительная энтропия перципиента и индуктора падает по окончании эксперимента и доходит до нуля, что говорит о полном упорядочении их внутреннего состояния. Эти два воздействия являются комплексом, они связаны, Курис обозначила их как «активизация» и «гармонизация», возможно, поэтому в периодах последействия графики также синхронны.

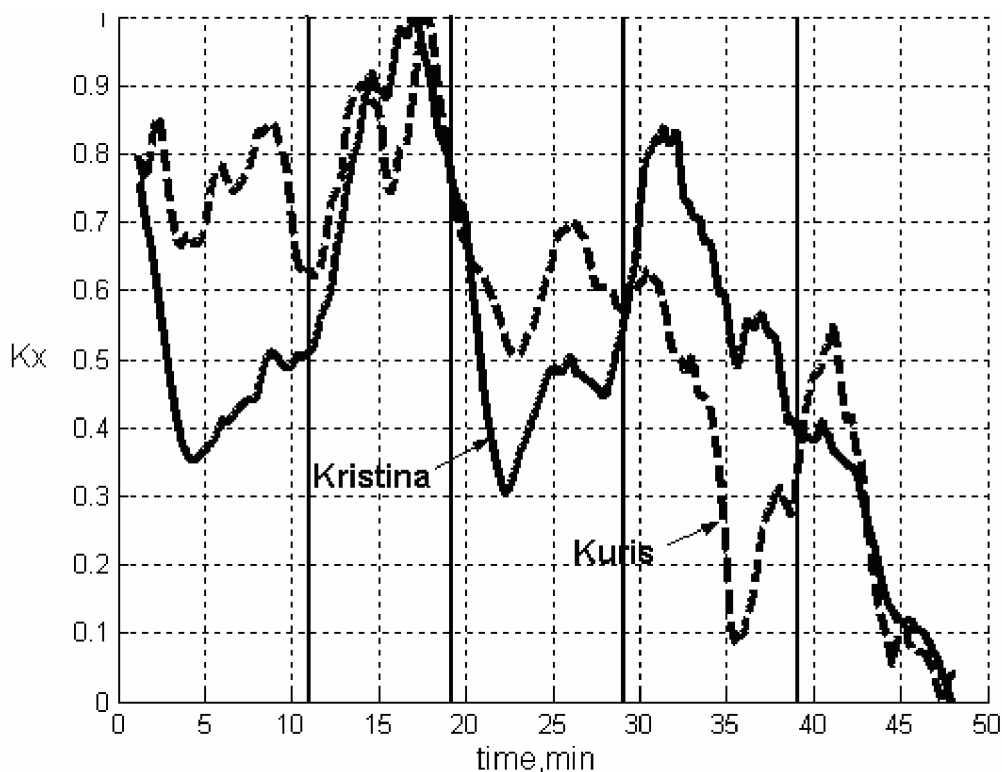


Рис. 2. Воздействие танца И. Курис

По результатам оценки относительной нормированной энтропии можно сделать вывод о том, что во время танца устанавливается энергоинформационный контакт между исполнителем и зрителем; исполнитель может оказывать как возбуждающее, так и успокаивающее воздействие на зрителя в соответствии со сверхзадачей; процесс танца упорядочивает состояние сознания как исполнителя, так и зрителя.

Результаты исследования влияния музыки

Музыка снимает психологическое напряжение, успокаивает и расслабляет. Вызывая положительные эмоции, она активизирует скрытые возможности подсознания, мобилизует резервы организма, помогающие справиться с заболеванием. Музыка озвучивает голоса нашей души, совести и воли, вызывает эстетическое наслаждение, способствует гармоничному восприятию мира, оживляет творческие силы [3]. На рис. 3 представлен опыт с исполнением музыкальных произведений Эдуардом Томшей (первая скрипка) и Еленой Томша (вторая скрипка). До 10 минуты записывался фон, оба исполнителя расслабляются и сосредотачиваются, значение энтропии снижается. С 10 по 20 минуту исполнялись 4 скрипичных дуэта Моцарта. На 12, 15, 17, 18 минутах переворачивались ноты. По всей видимости, во время игры исполнители были напряжены и настолько поглощены музыкой, что не было доминирующих мыслей, значение относительной нормированной энтропии дошло до максимума по сравнению с фоном. С 20 по 30 минуту записывалось последствие. Энтропия снижается. С 23 минуты Елена начинает волноваться и спрашивать результаты, ее энтропия несколько повышается.

Другой эксперимент (рис. 4) с исполнением музыкальных произведений записывался на телевидении. До 24 минуты объяснялась сущность предстоящего опыта. Эдуард, профессиональный исполнитель, спокойно ждал начала игры, его значение энтропии находится в минимуме. Елена, профессиональный психолог, вникает в беседу, ее график соответствует колебательному процессу. Во время исполнения с 24 по 34 минуту энтропия повышается. По окончании исполнения Эдуард успокаивается, его энтро-

пия резко падает. Елена, музыкант-любитель, по инерции продолжает переживать после исполнения, затем ее энтропия тоже падает и доходит до значения золотого сечения 0,33.

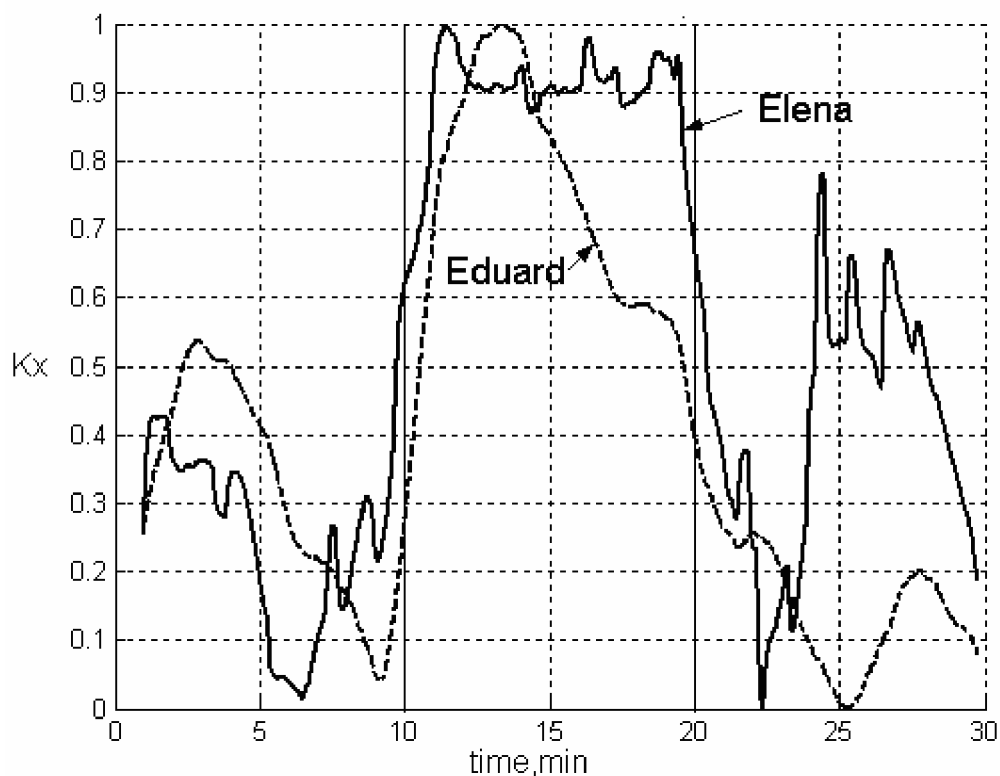


Рис. 3. Скрипичный дуэт Моцарта

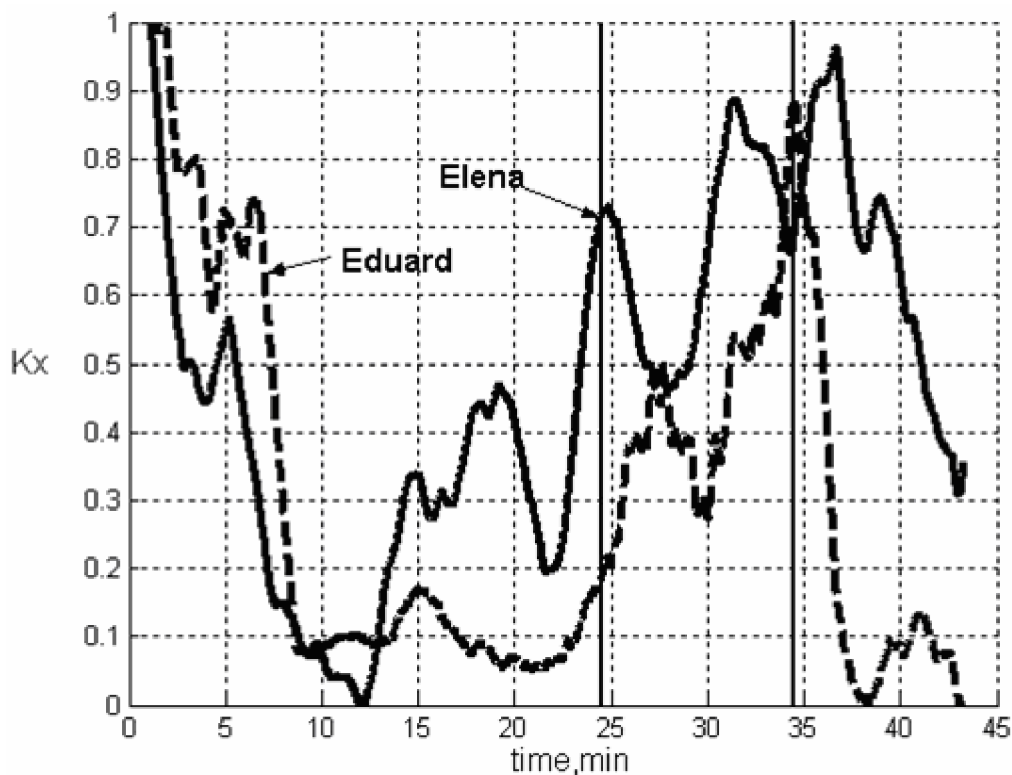


Рис. 4. Телевизионные съемки

По результатам проведенных экспериментов можно сделать вывод о том, что при различных внешних обстоятельствах между исполнителями дуэта устанавливается энергоинформационный обмен (графики синхронны); первая скрипка ведет вторую (график Эдуарда опережает по фазе график Елены); состояние сознания исполнителей хаотизируется в процессе действия и упорядочивается в последствии.

Результаты исследований влияния живописи

Живопись широко применяется в качестве арттерапии как в педагогической, так и в клинической психологии. Посредством образов человек может выразить самые сокровенные свои чувства, избавиться от внутреннего напряжения, понять и изжить негативные эмоции. Кроме того, по предпочтению человека в выборе цвета можно сказать о нем очень многое. Согласно Максиму Люшеру все богатство человеческих эмоций, желаний, проблем уложились в восьми цветах. Эти цвета – красный, желтый, зеленый, синий, фиолетовый, коричневый, серый, черный. Каждый цвет характеризует определенные черты человека [4]. Таким образом, арттерапию можно использовать для диагностики как пограничных, так и патологических состояний сознания человека.

На рис. 5, 6 представлен процесс живописи. В данном эксперименте до 10 минуты записывался фон, с 10 по 20 минуту Елена и Эдуард Томша рисовали пастелью. У Елены, преподавателя арттерапии, наблюдается подъем энтропии в процессе живописи и падение до нуля в последствии с 20 по 30 минуту. У Эдуарда, художника-любителя, энтропия падает в последствии, но не так резко. С 30 по 40 минуту Эдуард задает Елене вопросы на устный счет. Они просты и практически не влияют на динамику его процесса, у Елены энтропия немного повышается и понижается в последствии с 40 по 50 минуту.

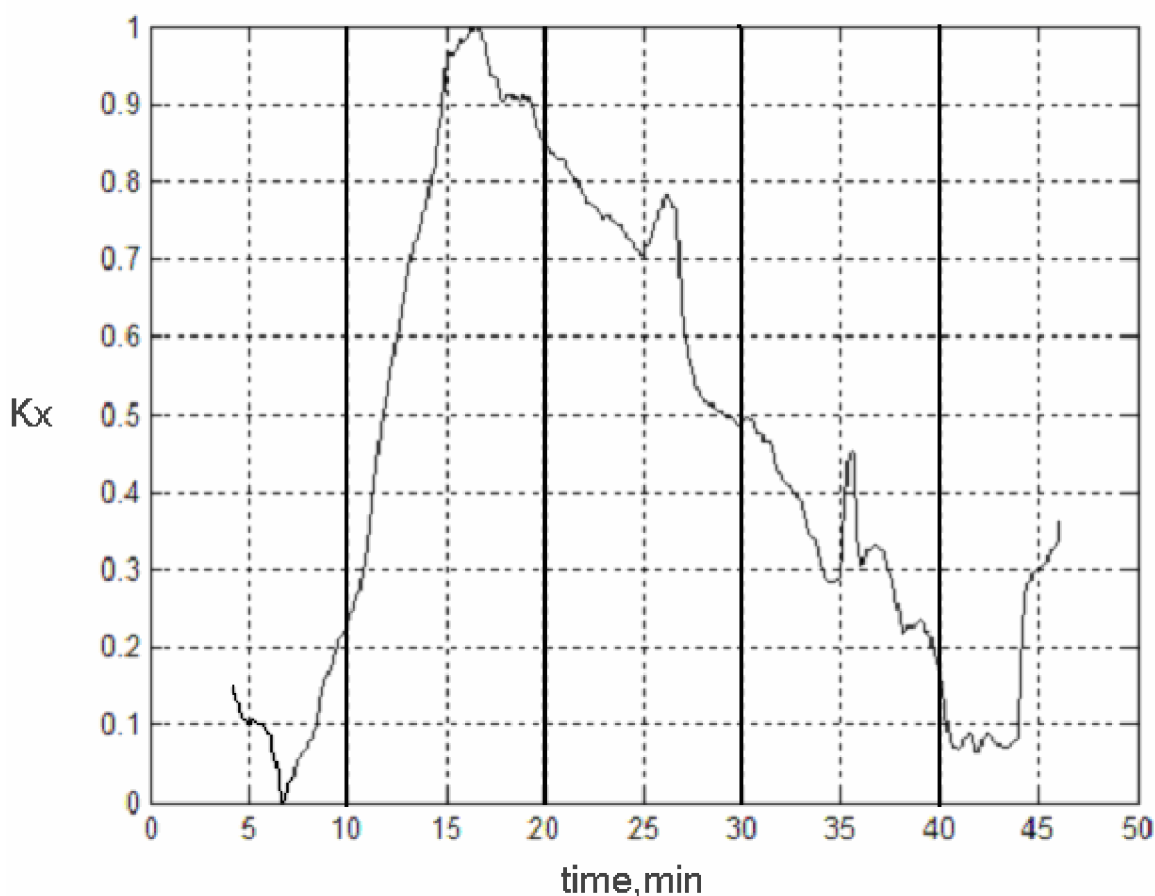


Рис. 5. Живопись, Эдуард

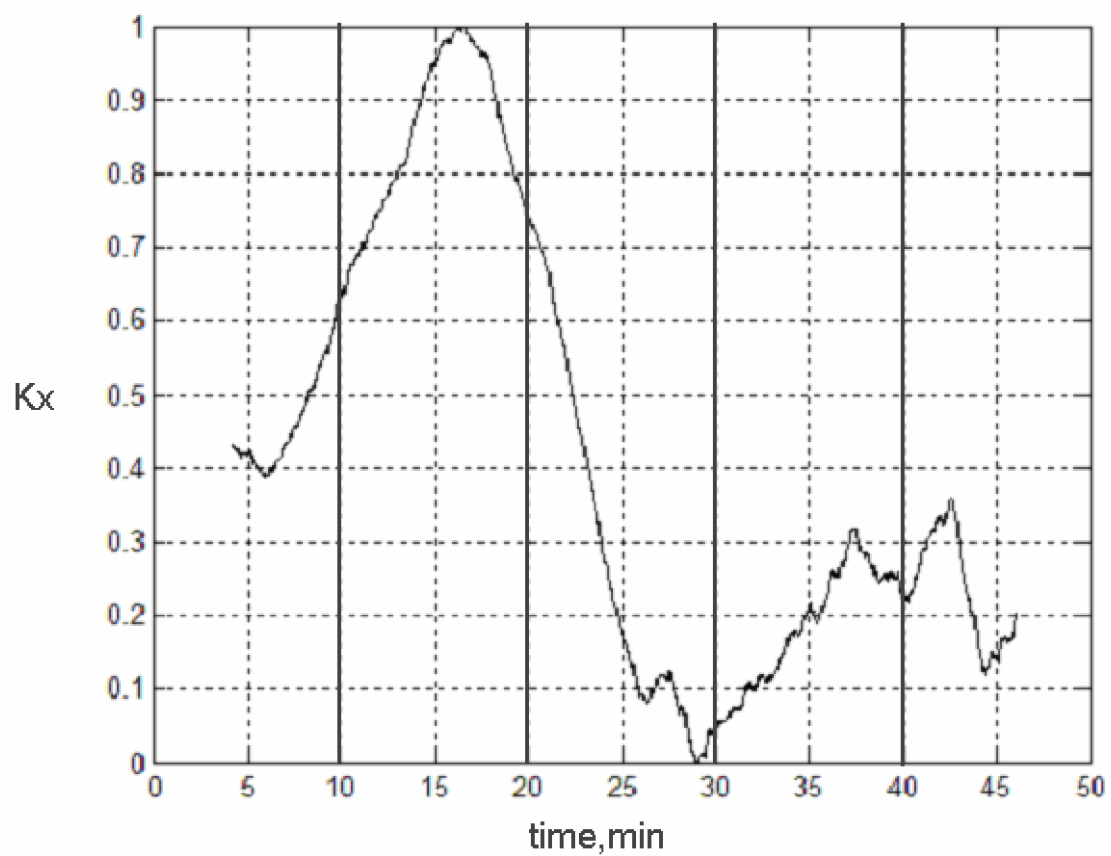


Рис. 6. Живопись, Елена

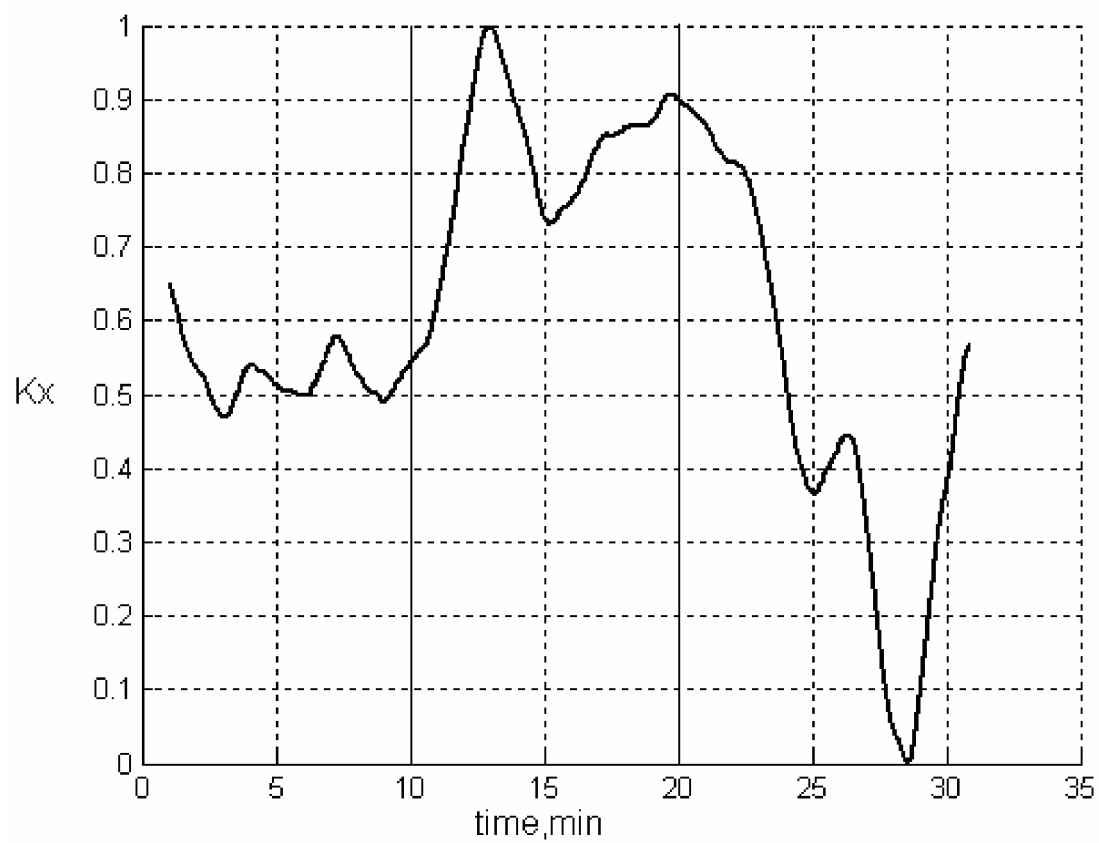


Рис. 7. Живопись, Лариса

В следующем эксперименте (рис. 7) также делался рисунок карандашом художником Ларисой Савенковой. Первые 10 минут записывался фон, относительная нормированная энтропия колебалась в районе среднего значения, с 10 по 20 минуту она рисовала, энтропия поднимается во время творческого процесса. В процессе последействия (с 20 по 30 минуту) энтропия падает, процесс живописи ведет к эмоциональной разрядке.

По результатам экспериментов можно сделать вывод о том, что в процессе живописи проявляется крайняя спонтанность (значение относительной нормированной энтропии доходит до максимума) по сравнению с устным счетом (энтропия повышается незначительно); в процессе последействия происходит разрядка (энтропия снижается и у профессиональных художников доходит до нуля).

Результаты исследования влияния актерского творчества

Сценическое искусство основано на так называемой жизни человеческого духа. Еще в древности театральные действия использовались в культовых мистериях, так как наиболее сильным образом воздействовали на сознание. Психодрама широко используется в психотерапии, так как посредством театра вызывается состояние катарсиса – духовного очищения, впервые описанного Аристотелем. Предполагается, что взаимодействие между актерами и воздействие на зрителя осуществляется на энергоинформационном уровне, по так называемому «шестому каналу» [5].

На рис. 8 представлены результаты взаимодействия актера и зрителя. В процессе эксперимента индуктор, режиссер Муниципального экспериментального театра «Подвал» города Барнаула, кандидат искусствоведения Елена Яркова читала отрывок из поэмы М.Ю. Лермонтова «Тамбовская казначейша». Перципиентом был студент СПбГУ ИТМО С.И. До 10 минуты записывался фон. Индуктор находился в возбужденном состоянии, ее Коэффициент Хаоса состояния сознания K_x находился в максимальном состоянии. Перципиент, наоборот, был заинтересован экспериментом и спокоен, его K_x был в минимуме. В процессе чтения отрывка, с 10 по 15 минуту, индуктор сосредотачивается и успокаивается, ее K_x постепенно падает, перципиент же начинает сопереживать и возбуждаться, его K_x возрастает. Можно предполагать процесс энергетического обмена (то, что убавляется у индуктора, прибавляется к перципиенту). Далее, с 15 по 25 минуту, происходит обсуждение отрывка на ментальном уровне, кривые K_x индуктора и перципиента фактически параллельны. K_x перципиента на 22 минуте достигает максимального значения и опускается в последействии с 25 минуты. K_x индуктора на 26 минуте достигает нуля, она выполнила свою задачу, полностью успокоилась и сосредоточилась. Далее K_x возрастает, она готовится к следующему эксперименту.

В процессе следующего эксперимента (рис. 9) индуктор, студентка 1 курса Театральной Академии Наталья Третьякова читала отрывок из рассказа А.П. Чехова «Душечка». Слушателем (перципиентом) был студент СПбГУ ИТМО С. Целью эксперимента была фиксация энергоинформационного взаимодействия между актером и зрителем. До 10 минуты записывался фон. С 10 по 20 минуту производилось чтение отрывка. Индуктор и перципиент хорошо взаимодействовали, их графики фактически переплетаются, по окончании исполнения на 21 минуте достигают максимума и опускаются до нуля в процессе последействия.

В эксперименте (рис. 10) исследовался процесс энергоинформационного взаимодействия между актерами Еленой Ярковой (график 1) в роли Натальи Петровны и Натальей Третьяковой (график 2) в роли Верочки в диалоге из пьесы И.С. Тургенева «Месяц в деревне». До 11 минуты записывался фон. С 11 по 34 минуту происходило взаимодействие. Елена вела диалог, ее график опережает по фазе график Натальи. Значения нормированной энтропии K_x изменяются в соответствии с коллизиями действия. С 34

минуты записываются последействия. Обе исполнительницы недовольны, так как их прервали до конца отрывка. Их K_x возрастает.

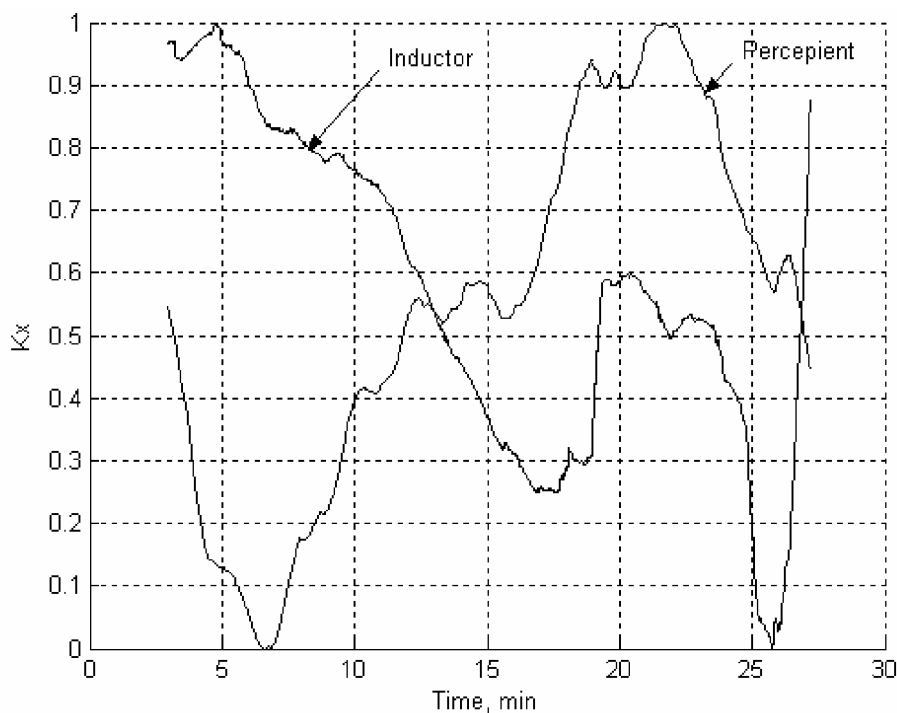


Рис. 8. «Тамбовская казначейша»

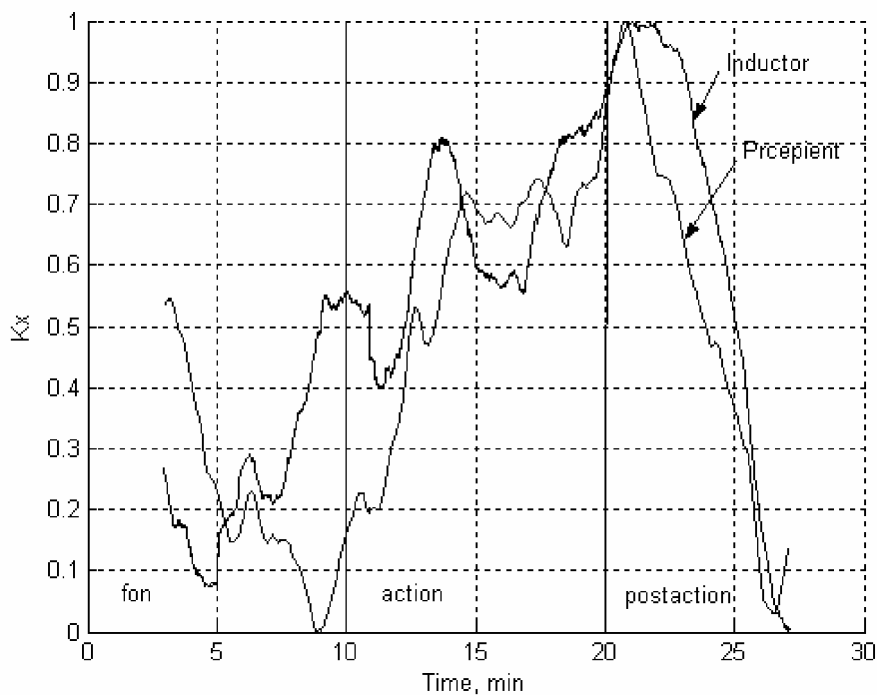


Рис. 9. «Душечка»

Из данной серии экспериментов можно сделать вывод о том, что во время исполнения и просмотра исполнения отрывков относительная нормированная энтропия увеличивается и уменьшается в последействии; в процессе исполнения устанавливается энергоинформационный контакт как между исполнителями, так и между актером и зрителем; работа режиссера (рис. 8, взаимодействие носит более информационный ха-

рактёр, кривые идут параллельно) отличается от работы актёра (рис. 9, взаимодействие носит более энергетический характер, кривые переплетаются).

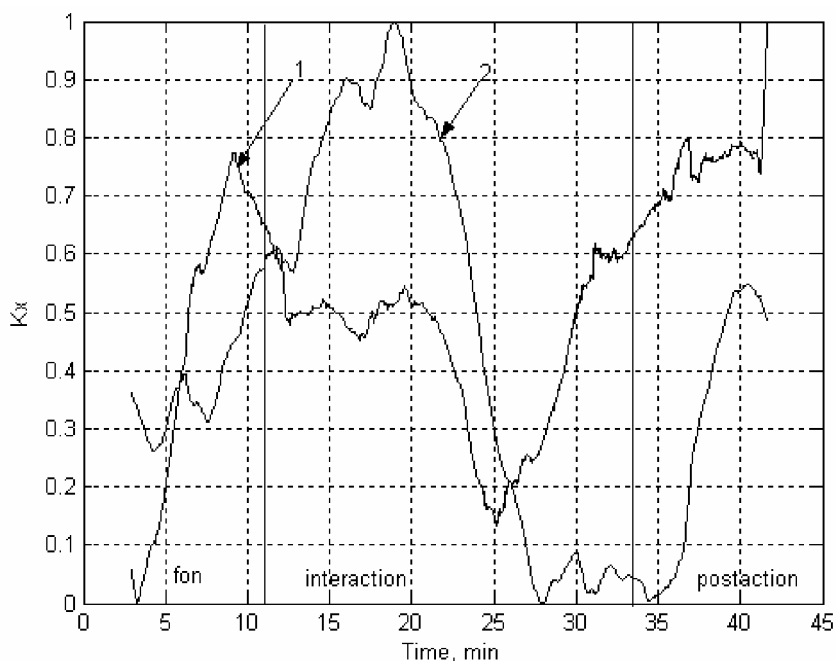


Рис. 10. «Месяц в деревне»

Заключение

Результаты исследования показали возможность количественной оценки влияния творческих процессов на состояние сознания человека с точки зрения относительной нормированной энтропии как меры хаоса или порядка. Живопись, музыка, танец и актёрское творчество во время действия производят в большинстве случаев возбуждающий эффект, что говорит о некоторой спонтанности актов сознания, и успокаивающий эффект в последствии. Результатом творчества является структурирование сознания. Между участниками творческого акта, исполнителем и зрителем устанавливается энергоинформационная связь на уровне внечувственного восприятия, предположительно, на уровне «шестого канала». В дальнейшем планируется ввести коэффициент корреляции для выяснения энергоинформационного взаимодействия между разными участниками творческого процесса.

Литература

1. Стражмейстер И.Б. Оценка состояния сознания человека по термодинамическим показателям. // Вестник II Межвузовской конференции молодых ученых СПбГУ ИТМО. Т.2, 2005. С. 200–203.
2. Курис И.В. Танец в биоэнергопластике. СПб: БПА, 2004, 112 с.
3. Брусиловский Л.С. Музыкалотерапия/ Руководство по психотерапии / Под ред. Рожнова В.Е. Ташкент: Медицина УзССР, 1985. С. 273–304.
4. Элькин В.М. Целительная магия музыки. Гармония цвета и звука в терапии болезней. СПб: Респекс, 2000. 224 с.
5. Дульнев Г.Н. В поисках тонкого мира. СПб: Весь, 2004. 286 с.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ УЧЕБНЫМ ЯМР-ТОМОГРАФОМ

А.Н. Серегин

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Ю.И. Неронов

Приводится краткое описание разработанной системы управления учебным ЯМР-томографом. Описаны ее основные части, их назначение, принципы их взаимодействия между собой, а также перспективы ее использования.

Введение

Работа любого ЯМР томографа основана на подаче импульсов возбуждения на резонансную индуктивность, подаче линейных градиентов магнитного поля, считывании частотных и фазовых характеристик ЯМР сигнала. Для обеспечения работы всего вышеперечисленного необходима специально разработанная система управления томографом, которая бы связывала ЭВМ с программным обеспечением, обрабатывающим получаемую с томографа информацию, и аппаратуру томографа.

Была поставлена задача создания системы управления томографом, включающей в себя:

- а) устройство подачи импульсов;
- б) драйвер устройства подачи импульсов;
- с) интерфейс;
- д) аппарат оцифровки;
- е) аппарат математической обработки оцифрованных данных.

Такая система позволяет работать лишь с учебным мини-томографом. Далее приводится краткое описание принципов работы перечисленных частей системы.

Устройство подачи импульсов

Для поворота векторов намагниченности протонов необходимо подать на катушку 2 высокочастотных импульса, а для подачи градиентов необходимы импульсы строго определенной длительности (рис. 1). Для генерации всех этих импульсов используется специальное устройство, «мозгом» которого является микроконтроллер ATTiny 2313 семейства AVR [1]. Именно он позволяет создавать импульсы строго определенной длительности, значения которой он считывает по каналу RS-232. В устройстве задействовано 3 канала вывода: первый – для запускающих 90° и 180° импульсов, второй – для фазового градиента, третий – для частотного градиента. Для получения напряжения различной величины, что необходимо для фазового градиента, используется 2-канальный ЦАП AD5302 совместно с операционными усилителями. При помощи операционного усилителя ADM 8829 положительное напряжение со стабилизатора преобразуется в отрицательное. Источником питания в устройстве является батарейка 3V. Устройство может работать в двух режимах. Для переключения между режимами используется переключатель.

Рабочий режим. В этом режиме микроконтроллер ожидает прерывания от COM-порта и начинает выдавать импульсные последовательности только по команде с компьютера. Устройство использует 2 команды: «Загрузка значений длительностей» и «Выдача последовательности». Этот режим используется при штатной работе системы и является основным.

Тестовый режим. Микроконтроллер постоянно выводит последовательности строго определенной длины. Этот режим используется для отладки работы устройства, а также для подтверждения работоспособности.

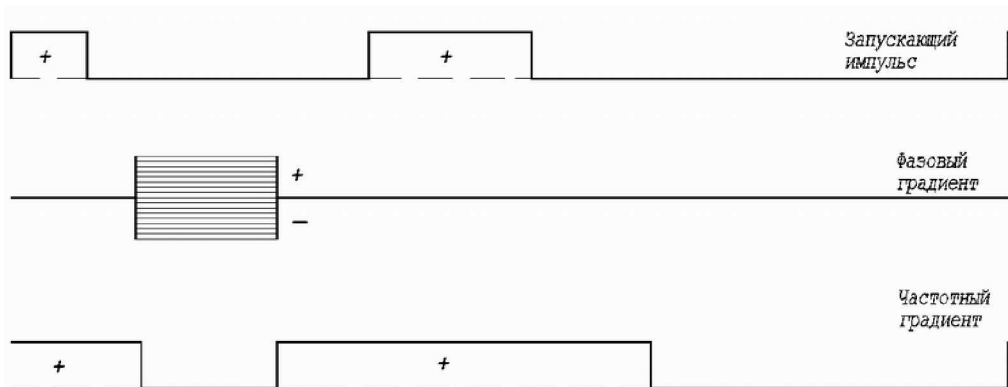


Рис. 1. Схема импульсов

Драйвер устройства подачи импульсов

Для передачи команд и значений длин импульсов используется драйвер «в стиле NT», откомпилированный при помощи пакета DDK под систему Windows XP. В драйвере обрабатываются три IOCTL-запроса: на передачу команд «Загрузка значений длительностей», «Выдача последовательности» и закрытия COM-порта [2]. Из-за своей архитектуры драйвер работает только под 32-разрядной системой Windows XP и 2003 Server.

Интерфейс

Интерфейс программы представляет собой три окна для вывода графической информации (сигнала с томографа, спектра мощности и декодированного изображения), поля для ввода значений длительности импульсов и кнопки начала/остановки работы (рис. 2). Работа возможна в двух режимах: с накоплением (когда каждое последующее изображение суммируется с предыдущим, тем самым улучшая качество) и без накопления. Для переключения режимов используется элемент ComboBox («Флажок»). В меню «Options» можно менять более тонкие настройки, такие как масштаб выводимого в окно (1) сигнала, увеличение времени считывания, переход в режим нескольких эхо-сигналов.

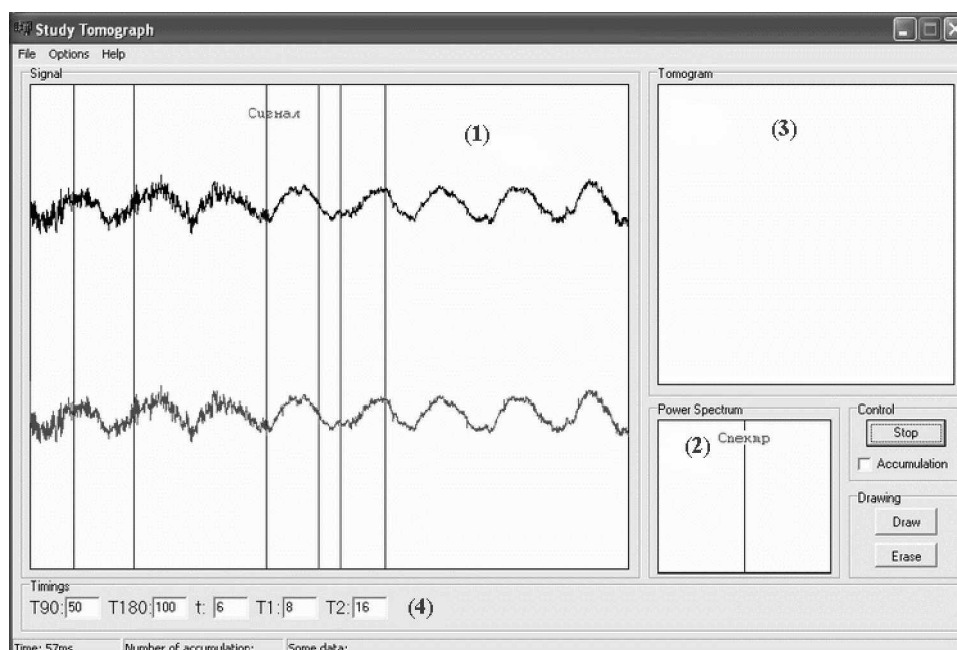


Рис. 2. Интерфейс программы

Аппарат оцифровки

Сигнал, приходящий с томографа, оцифровывается при помощи звуковой карты. Программа управляет ей через API-функции. Оцифрованные данные разделяются на блоки по 0.15 с, которые сразу после занесения в специально выделенный буфер масштабируются и выводятся в окно (1), после чего эти данные проходят через аппарат математической обработки, результаты которой выводятся в окна (2) и (3).

Аппарат математической обработки оцифрованных данных

Для получения спектра мощности сигнала используется одномерное преобразование Фурье. Изображение получается посредством двухмерного преобразования Фурье с последующей интерполяцией оцифрованных данных.

Заключение

Приведенная система далека от системы управления настоящим томографом. Однако при ряде «надстроек» и усовершенствований можно заметно приблизить это приложение к стандарту, принятому во всем мире. К подобным усовершенствованиям можно отнести:

- переход к USB соединению, что позволит увеличить напряжение и убрать из схемы батарейку;
- увеличение числа каналов, что позволит выставить как необходимые градиенты z-координаты и смещения, так и многочисленные градиенты, необходимые для полноценного томографа;
- переход к встроенному АЦП, что позволит избавиться от случайной задержки, которую создает операционная система, а также от необходимости применения звуковой платы.

Литература

1. Евстифеев А.В. Микроконтроллеры AVR семейства Classic фирмы «ATMEL». М.: Издательский дом «Додека-XXI», 2002.
2. Солдатов В.П. Программирование драйверов Windows. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: ООО «Бином-Пресс», 2004.

ПОСТРОЕНИЕ КАРТЫ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТОМОГРАФА

Н.И. Бочков, В.В. Гальчинский

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.А. Иванов

Рассматриваются вопросы измерения постоянного магнитного поля томографа, построение карты поля. Выбран тип используемого магнитометра, описывается методика проведения измерений.

Построение карты постоянного магнитного поля томографа является первым шагом для решения задачи построения изображения в линейно искаженном магнитном поле. Построение карты магнитного поля осуществляется регистрацией напряженности поля в массиве точек исследуемого пространства. Одним из главных компонентов в системе регистрации магнитного поля являются датчики. Методы создания магнитных датчиков базируются на многих явлениях из физики и электроники. Для выполнения поставленной задачи нами был использован магнетометр – прибор для измерения характеристик магнитного поля и магнитных свойств веществ (магнитных материалов).

В зависимости от используемого метода измерений магнитометры можно разделить на несколько типов. Индукционные магнетометры основаны на явлении электромагнитной индукции – возникновении ЭДС в измерительной катушке при изменении проходящего сквозь ее контур магнитного потока, по этому же принципу действуют феррозондовые магнетометры. Квантовые магнетометры – приборы, основанные на ядерном магнитном резонансе, электронном парамагнитном резонансе, свободной прецессии магнитных моментов ядер или электронов во внешнем магнитном поле и других квантовых эффектах. Сверхпроводящие квантовые магнетометры основаны на квантовых эффектах в сверхпроводниках (эффект Джозефсона, эффект Мейснера). Гальваномагнитные магнетометры основаны на явлении искривления траектории электрических зарядов, движущихся в магнитном поле под действием силы Лоренца. К этой группе относятся магнетометры на эффекте Холла, на эффекте Гаусса, на явлении падения анодного тока в вакуумных магнетронах и электроннолучевых трубках и другие. Для измерения напряженности и изучения топологии магнитного поля в различных средах нашли применение магнетометры, основанные на вращении плоскости поляризации света в магнитном поле или поле намагниченного образца (эффект Фарадея, эффект Керра).

Многообразие типов магнетометров позволяет остановиться на том, который соответствует поставленной задаче измерений, не привлекая дорогостоящие приборы. В нашей работе мы использовали магнетометр, выполненный на датчике, использующем эффект Холла и магнетометр на феррозондовых датчиках.

Эффект Холла использует магнитное поле, возникающее под прямым углом к проводнику в момент прохождения по нему электрического тока. Если через полупроводник в одном направлении пропускать постоянный ток I плотностью j , а в другом направлении воздействовать магнитным полем B , то в третьем направлении можно измерить напряжение V , меняющееся пропорционально силе магнитного поля:

$$V = R \cdot B \cdot b \cdot j,$$

где R – постоянная Холла, b – расстояние между гранями, на которых возникает измеряемое напряжение.

Измеряемое напряжение меняет знак на обратный при изменении направления магнитного поля на обратное. Из приведенной формулы следует, что $V = k \cdot B$, поэтому, если прокалибровать связь между измеренным напряжением и величиной магнитного поля, можно использовать датчики на основе эффекта Холла для измерения величины магнитных полей.

Принцип работы индукционного датчика основан на эффекте электромагнитной индукции, возникающей в электрическом контуре при изменении магнитного поля. Магнитометры на феррозондовых датчиках являются разновидностью индукционных магнетометров с сердечником из материала с высокой магнитной проницаемостью. Принципиальное их отличие от индукционных магнетометров состоит в том, что сердечник находится в перемагничивающем магнитном поле. Выходное напряжение феррозондового магнетометра пропорционально приложенному магнитному полю вдоль направления оси сердечника. Потенциальная чувствительность определяется шумами Баркгаузена, зависящих от материала сердечника.

В настоящее время изготовлением магнитометров занимается достаточно большое количество предприятий и организаций, одним из которых является НВЛАБ (Санкт-Петербург), отделение средств магнитометрии ООО «НПО ЭНТ». Отделение осуществляет исследования и разработки в области средств контроля магнитного и электромагнитного полей. Среди разработок НВЛАБ – магнитометры НВ1200А и НВ0204.4А.

Магнитометр НВ1200А предназначен для измерения индукции постоянного магнитного поля. В качестве датчика использован преобразователь Холла. Датчик размещается на конце штока. В базовой модели прибора два диапазона с автоматическим переключением предела измерения. Общий предел измерения 250 мТл. Разрешающая способность до 0,01 мТл. В приборе предусмотрен текущий контроль встроенного источника питания; обеспечивается возможность передачи результатов измерений в компьютер по интерфейсу RS-232.

Магнитометр трехкомпонентный НВ0204.4А предназначен для измерения трех компонент и модуля вектора индукции постоянного магнитного поля в диапазоне до 100 мкТл. Магнитометр включает пульт и трехкомпонентный преобразователь индукции на основе феррозондовых датчиков. Пульт содержит двухстрочный жидкокристаллический индикатор, на который одновременно выводятся измеренные значения трех компонент и модуля вектора индукции магнитного поля. В качестве преобразователя в магнитометре использован трехкомпонентный преобразователь индукции магнитного поля с цифровым выходом по интерфейсу RS-232. На конце корпуса преобразователя помещен блок из трех феррозондовых датчиков, имеющих длину вдоль магнитной оси 20 мм. В преобразователе реализована процедура цифровой ортогонализации датчиков, обеспечивающая неортогональность в преобразователе в пределах 0,5 угловых градуса. В случае необходимости преобразователь магнитометра может работать непосредственно с персональным компьютером (интерфейс RS-232). В комплект поставки включено программное обеспечение, необходимое для регистрации и сохранения в память компьютера результатов измерений.

Используя серийно изготовленный магнитометр НВ1200А и специально изготовленный для измеряемой напряженности поля магнетометр на феррозондовых датчиках, мы провели серию экспериментов по измерению магнитного поля томографа Siemens Magnetom Open, напряженность поля в рабочем объеме по паспортным характеристикам 0,2 Тл.

Измерения проводились в экранированном помещении, соответствующем технике безопасности эксплуатации магнито-резонансного томографа; влияние внешних помех искусственного происхождения, вызванное деятельностью человека в промышленных районах, исключено до необходимого минимума. Магнитометры обоих типов (магнетометр на датчике Холла и феррозондовый магнетометр) имеют достаточную для поставленных задач точность измерений. Предварительные (пробные) измерения проводились магнетометром на датчике Холла с ручной регистрацией результатов измерений, построении графиков в общедоступных компьютерных программах. Основная часть работ была выполнена с помощью магнетометра на феррозондовых датчиках, с записью полученных данных через интерфейс RS-232 непосредственно на компьютер с

помощью программы, разработанной для данного эксперимента. Программа позволяет производить ручную, с записью в файл, а также автоматическую регистрацию измеряемой величины через заданный промежуток времени, в реальном времени строится график зависимости измеряемой величины от времени, возможно построение двух- или трехмерной матрицы полученных данных с заданной формой пространства.

По результатам измерений построены результирующие графики по различным плоскостям исследований. Были проведены измерения как в рабочем объеме томографа, где магнитное поле имеет высокую однородность, так и на различных расстояниях от центра рабочего объема в пределах экранированного помещения. Измерения проводились с помощью плоскости из оргстекла, размеченной координатной сеткой. Предварительно с помощью лазерного построителя плоскостей (точность измерения ± 1 мм на 3 м) была осуществлена базовая привязка, построена черновая база по помещению для исследования, установочная база относительно томографа и измерительная база по плоскости из оргстекла.

Таким образом, проведенные измерения в различных плоскостях после получения массива данных по напряженности магнитного поля позволяют построить трехмерную модель поля томографа. В соответствии с заданными характеристиками томографа поле в рабочем объеме (сфера около 50 см в диаметре, расположенная в центре области исследования) является однородным, принимая во внимание предел погрешностей используемых приборов. При измерениях за пределами рабочего объема напряженность поля до определенных пределов равномерно уменьшается, затем достаточно быстро падает до 50–70% от величины напряженности в рабочем объеме и далее снова равномерно уменьшается. Достаточно большое снижение напряженности поля томографа внутри экранированного помещения позволяет гарантировать допустимую величину напряженности за пределами помещений для исследования.

В научном плане проведенный эксперимент рассматривается как предварительный, для отработки методики измерения поля томографа. В дальнейшем планируется оптимизация методики измерения, повышение точности измерения при проведении следующего этапа работ – измерений в линейно искаженном магнитном поле.

Литература

1. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы: Учебник для студ. вузов по спец. «Полупроводники и диэлектрики». / 3-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1986. 352 с.: ил.
2. Антонов В.Г., Петров Л.М., Щелкин А.П. Средства измерений магнитных параметров материалов. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 216 с.
3. Комаров Е.В., Покровский А.Д., Сергеев В.Г., Шихин А.Я. Испытание магнитных материалов и систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 376 с.
4. Афанасьев Ю.В., Студенцов Н.В., Хорев В.Н., Чечурина Е.Н., Щелкин А.П. Средства измерений параметров магнитного поля. Л.: Энергия, 1979. 320 с.
5. Информационный материал ООО «НПО ЭНТ».

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЛИНЗЫ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКОЙ

А.Н. Степанов

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник В.И. Устюгов
(НИИ ЛФ ФГУП «НПК «ГОИ «им. С.И. Вавилова»)

Выполнен эксперимент по исследованию оптической силы наведенной термолинзы и выходной мощности в твердотельных лазерах с продольной полупроводниковой накачкой в случае генерации на основной частоте и при внутрирезонаторном удвоении частоты при использовании активных элементов различных типов.

Введение

Неоднородность тепловыделения, возникающая в активных элементах (АЭ) твердотельных лазеров, построенных по продольной схеме накачки, является одной из проблем, препятствующих увеличению выходной мощности в условиях одномодовой генерации (TEM₀₀) [1]. Суть проблемы заключается в том, что неоднородность температурного поля приводит к увеличению термооптических аберраций и, как следствие, к ухудшению качества пучка и резкому росту внутрирезонаторных потерь [2], что не позволяет полностью использовать преимущества схемы продольной полупроводниковой накачки – высокую оптическую эффективность в условиях одномодовой генерации.

Высокая энергетическая эффективность при сохранении качества пучка лазеров с выходной мощностью более нескольких ватт может достигаться за счет соответствующей конструкции резонатора и существенного уменьшения тепловых эффектов в активном элементе. Под этим подразумевается либо полное исключение вредного влияния тепловой линзы, либо его компенсация. Одним из способов является ориентация теплового потока коллинеарно направлению распространения лазерного пучка, что достигается, когда длина лазерной среды мала по сравнению с ее диаметром [3]. Примером такой конструкции могут служить лазеры с активным элементом в виде тонкого диска, охлаждаемого с одной или двух сторон [2, 4].

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование оптической силы термолинзы для трех конфигураций лазеров – с цилиндрическим и тонкодисковым активными элементами, а также сравнение зависимостей выходной мощности на основной и удвоенной внутри резонатора частоте при идентичных условиях накачки.

Экспериментальная установка

На рис. 1 представлены схемы накачки и контактного охлаждения активных элементов.

Цилиндрические АЭ (рис. 1а) представлены в двух вариантах: активный элемент (1) из Nd:YAG длиной 6 мм и составной активный элемент из Nd:YAG длиной 10 мм с наконечником из неактивированного кристалла YAG длиной 5 мм. Диаметры элементов 4 мм. Концентрация ионов Nd³⁺ 1 ат.%. На торце активного элемента имеется двухволновое покрытие, обеспечивающее высокий коэффициент отражения на длине волны генерации (1064 нм) и высокий коэффициент пропускания на длине волны накачки (808 нм). Кристаллы установлены в медный корпус (2) через индиевую фольгу (3) тол-

щиной 100 мкм для обеспечения интенсивного и однородного теплоотвода с боковой поверхности. Резонатор лазера образован выходным зеркалом (4) и высокоотражающим покрытием на торце активного элемента (1).

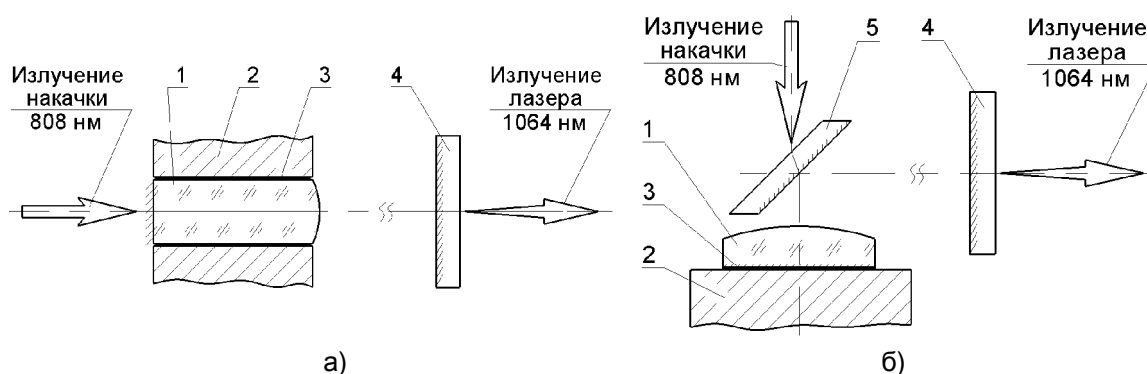


Рис. 1. Схемы накачки и контактного охлаждения активных элементов цилиндрического типа (а); дискового типа (б): 1 – активный элемент; 2 – теплоотвод; 3 – теплопроводящая подложка; 4 – выходное зеркало; 5 – угловое зеркало

Во второй экспериментальной схеме (рис. 1б) лазерный кристалл (1) выполнен в виде диска толщиной 2 мм и диаметром 7 мм из Nd:YAG с концентрацией ионов Nd^{3+} 1,1 ат.%, имеющего высокоотражающее покрытие на одной из сторон как для лазерного излучения, так и для накачки. Диск установлен на медный теплоотвод (2) через теплопроводящую подложку (3). Считая коэффициент теплоотвода через область контакта достаточно большим, можно ожидать, что установившееся температурное поле будет иметь квазипродольное распределение. Резонатор образован выходным зеркалом (4), угловым дихроичным зеркалом (5) и высокоотражающим покрытием на торце активного элемента (1).

Излучение накачки, доставляемое по волоконно-оптическому кабелю, формируется двухлинзовой оптической системой и в цилиндрический активный элемент вводится с торца. В случае дискового активного элемента накачка осуществляется через дихроичное зеркало. Поскольку длина активного элемента 2 мм, можно говорить о двойном проходе излучения накачки через кристалл.

Диаметр прокачанной зоны для всех конфигураций по уровню $1/e^2$ находится в диапазоне 0,75–1,05 мм.

Определение оптической силы термлины

При работе лазера в прокачанной области активного элемента происходит выделение тепла. Основной источник связан со стоковым сдвигом длин волн накачки и генерации. Возникающий градиент температуры приводит, вследствие температурной зависимости показателя преломления и теплового расширения кристалла, к нарушению оптической однородности активного элемента и появлению термонаведенной линзы. Эта линза в первом приближении может быть охарактеризована оптической силой [5].

В настоящей работе для определения силы термлины используется метод резонатора, находящегося на границе устойчивости [6]. Использование других, более распространенных методов, таких как метод зондирующего луча He-Ne лазера или интерферометрический метод, затруднительно. Причинами, по которым данные методы не используются в настоящей работе, являются малые диаметры прокачанных зон в кристаллах и угловая схема резонатора в случае с дисковым активным элементом.

Принцип измерения оптической силы термлины пояснен на схеме, приведенной на рис. 2. Он заключается в определении длины резонатора, которой соответствует экви-

валентная полуконцентрическая конфигурация резонатора в зависимости от поглощенной мощности накачки. Такая конфигурация соответствует границе устойчивости лазерного резонатора. Искомая точка отчетливо определяется по резкому искажению структуры основной поперечной моды, снижению и срыву лазерной генерации. Переход от длин резонатора к значениям оптической силы термолинзы при различных значениях поглощенной мощности накачки осуществляется с помощью матричного метода.

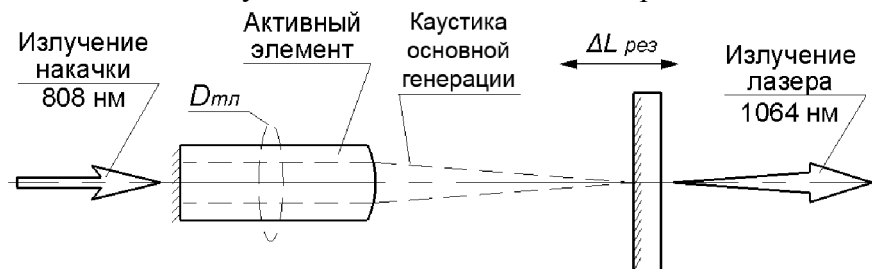


Рис. 2. Схема экспериментального определения наведенной термолинзы в активном элементе

На рис. 3 показана зависимость оптической силы термолинзы в АЭ от поглощенной мощности накачки. Дискový АЭ с двойным проходом излучения накачки в среднем обеспечивает уменьшение наведенной термолинзы на 60% при сравнении с цилиндрическим и на 25% при сравнении с составным активным элементом.

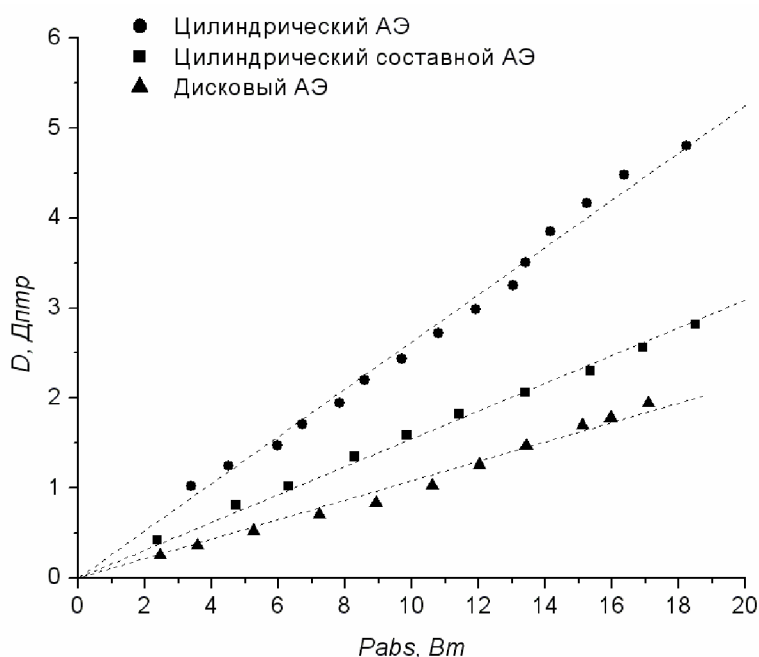


Рис. 3. Экспериментально измеренные зависимости оптической силы термолинзы D от поглощенной мощности накачки P_{abs} . Пунктиром показаны аппроксимированные кривые

Эффективность генерации на основной частоте

На рис. 4 показаны экспериментальные результаты зависимости выходной мощности P_{out} от поглощенной мощности накачки P_{abs} для разных конфигураций активных элементов. Оптическая длина резонатора для всех схем составляла 55 мм.

В первой схеме (с цилиндрическим активным элементом) одномодовая генерация сохраняется до уровня выходной мощности $P_{out} = 2,1$ Вт (точка (1) на рис. 4). Эффективность оптического преобразования (определяемая как отношение выходной мощности лазера к поглощенной в кристалле) составляет $\eta_{opt} = (P_{out} / P_{abs}) = 38\%$; дифференциальная эффективность $\eta_D = (dP_{out} / dP_{abs}) = 45\%$. При дальнейшем увеличении мощности накачки наблюдается снижение энергетической эффективности вследствие роста дифракционных потерь и срыв генерации.

Составной АЭ обеспечивает одномодовую генерацию до $P_{out} = 5$ Вт (точка (2)) с эффективностью оптического преобразования $\eta_{opt} = 48,5\%$ и дифференциальной эффективностью $\eta_D = 55\%$.

Как и ожидалось, схема с дисковым активным элементом обеспечивает наибольшую эффективность оптического преобразования $\eta_{opt} = 50,5\%$ и показывает возможность дальнейшего масштабирования выходной мощности. Профиль нулевой моды TEM_{00} сохраняется до значений мощности излучения лазера на уровне $P_{out} = 7,7-7,8$ Вт (точка (3)). Дифференциальная эффективность составляет $\eta_D = 58\%$.

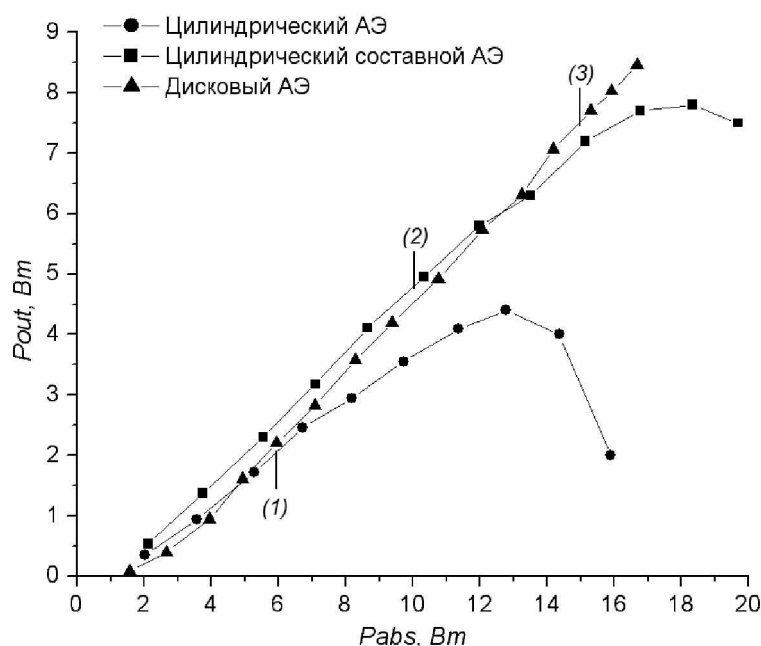


Рис. 4. Зависимость выходной мощности P_{out} от поглощенной мощности накачки P_{abs} . Цифрами обозначены точки перехода к многомодовой генерации

Эффективность внутрирезонаторной генерации второй гармоники

Для генерации второй гармоники внутри лазерного резонатора помещался нелинейный кристалл КТР $1,5 \times 1,5 \times 5$ мм. Выходное зеркало 4 (рис. 1) заменялось на возвратное зеркало, которое имеет высокий коэффициент отражения на основной длине волны и длине волны второй гармоники (532 нм). Выходным зеркалом являлось дихроичное угловое зеркало 5 (устанавливалось в схему с цилиндрическими АЭ).

На рис. 5 показаны экспериментальные результаты зависимости выходной мощности второй гармоники $P_{out(532)}$ от поглощенной мощности накачки P_{abs} .

В схеме с цилиндрическим активным элементом достигается значение выходной мощности $P_{out(532)} = 1,85$ Вт при эффективности оптического преобразования $\eta_{opt(532)} = (P_{out(532)} / P_{abs}) = 14,5\%$.

В схеме с составным активным элементом достигается значение выходной мощности $P_{out(532)} = 2,8$ Вт при эффективности преобразования $\eta_{opt(532)} = 18\%$.

Схема с дисковым АЭ позволяет достигнуть значения выходной мощности $P_{out(532)} = 3,2$ Вт с эффективностью оптического преобразования $\eta_{opt(532)} = 19,2\%$, и, как и в случае генерации на основной частоте, показывает возможность дальнейшего масштабирования выходной мощности.

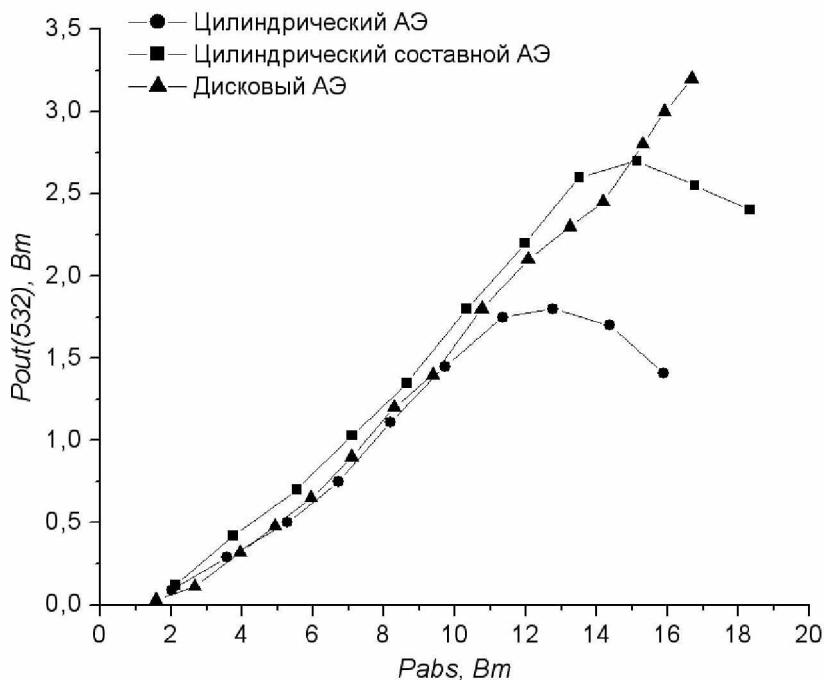


Рис. 5. Зависимость выходной мощности $P_{out(532)}$ на частоте второй гармоники от поглощенной мощности накачки P_{abs}

Измеренные данные зависимостей выходной мощности и оптической эффективности для лазеров с дисковым активным элементом свидетельствуют о сравнительно небольшом росте дифракционных потерь, следовательно, и о малом вкладе асферической составляющей тепловой линзы.

Заключение

В работе продемонстрированы два лазера на тонком диске:

- лазер на основной частоте с выходной мощностью $P_{out} = 7,7$ Вт ТЕМ₀₀ с эффективностью оптического преобразования $\eta_{opt} = 50,5\%$ и дифференциальной эффективностью $\eta_D = 58\%$.

- лазер с внутриврезонаторным преобразованием частоты во вторую гармонику с выходной мощностью $P_{out(532)} = 3,2$ Вт и эффективностью оптического преобразования $\eta_{opt(532)} = 19,2\%$.

В ходе эксперимента получены зависимости выходной мощности и оптической силы термолинзы от поглощенной мощности накачки для разных конфигураций активных элементов. Проведенный эксперимент показывает преимущества дискового активного элемента; сокращение толщины кристалла и увеличение числа проходов излучения накачки приводит к уменьшению температурных искажений внутри кристалла (величины и асферической составляющей термолинзы) и, как следствие, позволяет добиться больших значений выходной мощности при генерации на основной частоте и при внутриврезонаторной генерации второй гармоники.

Литература

1. Clarkson W.A. Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34. P. 2381–2395.
2. Koechner W. Solid-State Laser Engineering, Springer-Verlag, New York. 1999.
3. Contag K., Karszewski M., Stewen C., Giesen A., Hugel H. Theoretical modelling and experimental investigation of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser (Erratum). // Quantum Electronics. 1999. Vol. 29 (8).
4. Martin W.S., Chernoch J.P.: US Patent No. 3, 633. 126 (January 1972).
5. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, 1986.
6. Jiaan Zheng, Shengzhi Zhao, Lei Chen. Thermal lens determination of LD end-pumped solid-state laser with stable resonator by slit scanning method. // Optics & Laser Technology. 2002. Vol. 34.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КОНТУРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИСКРЕТНОГО ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

М.Э. Сибгатуллин (Казанский государственный университет)

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор М.Х. Салахов (Казанский государственный университет)

В работе рассматривается задача выделения из шума спектральной линии Cu I 330.79 нм с помощью дискретного вейвлет-анализа. Показано, что для спектральных контуров эффективным способом разделения полезной составляющей сигнала и шума является анализ спектра мощности вейвлет-преобразования.

1. Введение

Одной из актуальных задач в прикладной спектроскопии является изучение свойств оптически плотной плазмы. Большой интерес представляют спектральные линии атомов меди в ультрафиолетовой области. В работе мы рассматриваем спектральную линию Cu I 330.79 нм ($4P^2F^0 - 4d^4G$). Данная линия является уширенной, что может происходить как за счет штарковского уширения, так и за счет автоионизации атомов меди, приводящей к аномально большому естественному уширению [1]. Наличие случайного шума, обусловленного как природой исследуемого объекта, так и регистрирующим устройством, не позволяет восстановить форму спектральной линии и, следовательно, оценить важные физические характеристики – интенсивность, полуширину, положение максимума, энергию спектрального контура.

Для решения задачи удаления шума мы предлагаем использовать вейвлет-анализ. Существует множество подходов к денойзингу сигналов, основанных на вейвлет-преобразовании [2, 3]. Однако недостатком предлагаемых схем является применение их к сигналам, искаженным белым гауссовым шумом, в то время как в спектроскопическом эксперименте шум зачастую имеет фрактальную структуру [4]. В данной работе для разделения полезной составляющей сигнала и шума мы анализируем спектр мощности вейвлет-преобразования сигнала, используя предположение о низкочастотной структуре сигнала.

2. Теория

2.1. Вейвлет-преобразование

Любой сигнал $f(t) \in L^2(R)$ может быть представлена как [2]

$$f(t) = \sum_{k \in Z} a_{J,k} \phi_{J,k}(t) + \sum_{j \leq J} \sum_{k \in Z} d_{j,k} \psi_{j,k}(t), \quad (1)$$

где первый член представляет собой аппроксимацию на масштабе J , а второй – детали на масштабе J и всех более мелких масштабах. Вейвлет-коэффициенты аппроксимации $a_{j,k}$ и вейвлет-коэффициенты деталей $d_{j,k}$ образуют дискретное вейвлет-преобразование сигнала $f(t) \in L^2(R)$.

Между коэффициентами аппроксимации и деталей на разных масштабах существует связь при разложении

$$a_{j,k} = \sum_{n \in Z} h_{n-2k}^* a_{j-1,n}, \quad d_{j,k} = \sum_{n \in Z} g_{n-2k}^* a_{j-1,n}, \quad (2)$$

и реконструкции,

$$a_{j-1,k} = \sum_{n \in Z} (h_{k-2n} a_{j,n} + g_{k-2n} d_{j,n}), \quad (3)$$

где * обозначает комплексное сопряжение. Коэффициенты h_n и g_n определяют вид базисного вейвлета.

При обработке экспериментальных данных доступны только дискретные значения f . В таком случае при выполнении вейвлет-преобразования по формулам (2) непосредственно используются величины $f(t)$ из доступного набора данных в виде коэффициентов $a_{0,k}$. Пирамидальный алгоритм обеспечивает полную реконструкцию сигнала, а коэффициенты $a_{0,k}$ по сути представляют собой локальные средние значения сигнала, взвешенные со скейлинг-функцией. Такое задание начальных коэффициентов оказывается практически точным при выборе скейлинг-функции, приводящей к койфлетам [5]. В данной работе мы используем койфлет пятого порядка.

2.2. Модель сигнала

На рис. 1 показан экспериментальный контур Cu I 330.79 нм.

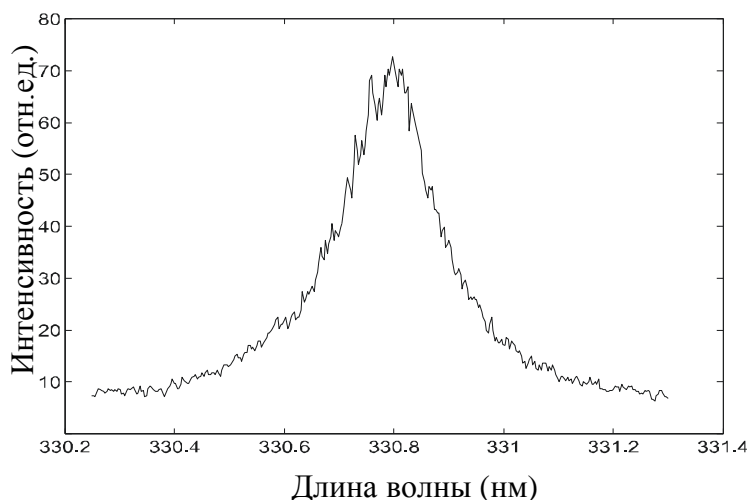


Рис. 1. Экспериментальный контур Cu I 330.79 нм ($4P^2F^0 - 4d^4G$)

Относительный уровень шума максимален в центральной части контура и минимален на крыльях. При расчетах использовалась следующая модель представления экспериментального сигнала:

$$f = \varphi(1 + \eta \cdot \xi), \quad (4)$$

где φ – чистый сигнал, ξ – шум, η – относительный уровень шума. В качестве неискаженного шумом модельного сигнала φ мы будем использовать контур Лоренца:

$$P(\nu) = \frac{\delta L}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \delta_L^2}, \quad (5)$$

где $P(\nu)$ – нормированная по площади на единицу форма контура, δ – полуширина контура, ν_0 – частота центра линии. Фрактальный шум определяется как [4]

$$fM = \frac{dx(t)}{dt} = D[x(t)] = D^{H - \frac{1}{2}}[fM_g(t)], \quad (6)$$

где H – показатель Херста, ξ_g – белый гауссовский шум, $x(t)$ – фрактальное броуновское движение.

2.3. Денойзинг

Одним из способов получения полезной составляющей из искаженного шумом экспериментального сигнала является выполнение процедуры денойзинга (удаления

шума). Вейвлет-преобразование позволяет рассматривать сигнал на различных масштабах. При этом происходит разделение полезной составляющей сигнала и шума. Не учитывая при обратном преобразовании масштабы, содержащие шум, можно осуществить реконструкцию сигнала. При денойзинге на основе вейвлет-анализа необходимо определить масштабы, содержащие шум. Неверный выбор данного параметра может привести либо к недостаточной степени удаления шума, либо к существенному искажению полезного сигнала.

3. Выбор масштаба

Мы предлагаем для разделения полезного сигнала и шума использовать спектр мощности вейвлет-преобразования:

$$P_d(j) = \sum_k d_{j,k}^2. \quad (7)$$

Эта величина характеризует распределение энергии по масштабам. Эффективность методики исследовалась в модельном эксперименте. В качестве модельного сигнала использовался дисперсионный контур (5). Длина выборки 500 точек. Искажение сигнала шумом проводилось по схеме (4). Шум фрактальный, показатель Херста изменялся от $H = 0.1$ до $H = 0.9$.

Спектральные линии характеризуются низкочастотной структурой, и вследствие того, что частота обратно пропорциональна масштабу $\nu \sim \frac{1}{a}$, вклад сигнала в спектр мощности будет увеличиваться при росте a .

На рис. 2 приведен спектр мощности дисперсионного контура, искаженного фрактальным шумом $H=0.5$. Отчетливо виден минимум на масштабе $a=6$. Мы предлагаем использовать масштаб, на котором спектр мощности достигает минимума, в качестве границы, разделяющей вклады полезного сигнала и шума.

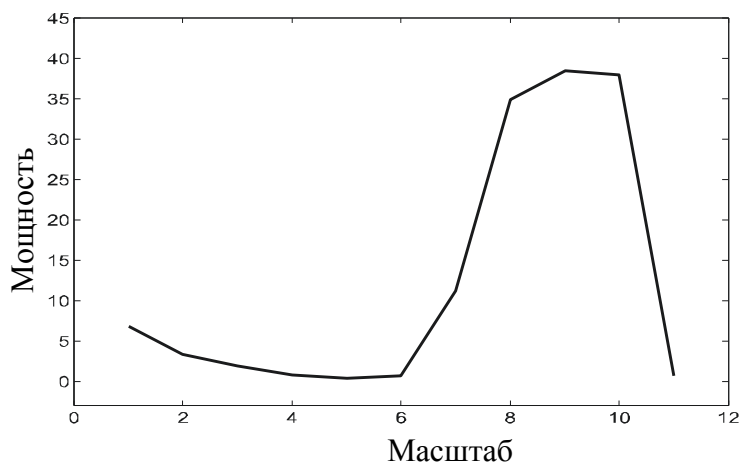


Рис. 2. Спектр мощности контура Лоренца, искаженного фрактальным шумом

Схема удаления шума в этом случае будет выглядеть следующим образом. Выполняем вейвлет-преобразование экспериментального сигнала (2), по (7) вычисляем спектр мощности, после чего находим граничный масштаб:

$$j_{zp} = P_d(j). \quad (8)$$

Далее осуществляем обратное вейвлет-преобразование (3) с $d_{j,k} = 0, j = 1 \dots j_{zp}$.

В таблице приведены зависимости среднеквадратичного отклонения σ^2 от показателя Херста H и относительного уровня η шума, искажающего модельный сигнал.

$H \backslash \eta, \%$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
5	0.0013	0.0019	0.0031	0.0057	0.0112	0.0218	0.0402	0.0450	0.0570
10	0.0014	0.0031	0.0059	0.0111	0.0223	0.0314	0.0764	0.0904	0.1080
15	0.0016	0.0045	0.0087	0.0166	0.0553	0.0605	0.1207	0.1471	0.1710
20	0.0017	0.0059	0.0115	0.0221	0.0605	0.0687	0.1609	0.1862	0.2141
25	0.0019	0.0073	0.0144	0.0276	0.0665	0.0780	0.2011	0.2452	0.2652
30	0.0021	0.0087	0.0173	0.0331	0.0732	0.0880	0.2413	0.2843	0.3143
35	0.0023	0.0101	0.0201	0.0386	0.0805	0.0986	0.2815	0.3233	0.3683
40	0.0025	0.0115	0.0230	0.0557	0.0881	0.1095	0.3217	0.3766	0.4201
45	0.0027	0.0483	0.0259	0.0577	0.0959	0.1207	0.3620	0.4217	0.4720
50	0.0030	0.0483	0.0287	0.0597	0.1040	0.1321	0.4022	0.4669	0.5239

Таблица. Зависимость σ от H для относительного уровня шума η

Ухудшение результатов обработки с ростом показателя Херста связано с тем, что происходит перекрытие спектров мощности сигнала и шума.

На рис. 3 приведен результат обработки модельного сигнала. Показатель Херста и относительный уровень шума равны соответственно $H = 0.7$ и $\eta = 20\%$. Видно хорошее восстановление формы контура.

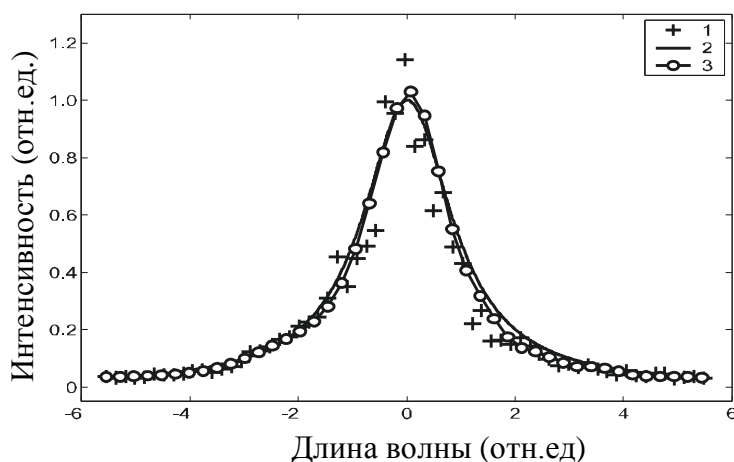


Рис. 3. Удаление шума в модельном сигнале (1); (2) – истинный сигнал; (3) – восстановленный сигнал

4. Эксперимент

В данной работе рассматривается спектральная линия атомов меди Cu I 330.79 нм ($4P^2F^0 - 4d^4G$), приходящаяся на ультрафиолетовую область спектра. Исследование формы спектральных линий атомов меди в ультрафиолетовой области спектра представляет интерес с точки зрения оценки параметров штарковского уширения [6]. Спектр регистрировался для изучения профилей спектральных линий атомов меди при высокой электронной концентрации $n_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре плазмы $T \approx 20000 \text{ К}$, с использованием капиллярного источника света в воздухе [6]. Излучение от участка

плазмы импульсного разряда в воздухе с парами атомов меди, находящегося примерно на расстоянии 0.5 мм от среза примыкающего к аноду из меди капилляра, регистрировалось одновременно с помощью двух дифракционных спектрографов ДФС-8 и ДФС-452. На спектрографе ДФС-8 (обратная линейная дисперсия $L=0.3$ нм/мм) регистрировался участок спектра, содержащий резонансные линии атомов меди Cu I 324.75 нм и Cu I 327.39 нм. На спектрографе ДФС-452 ($L=0.764$ нм/мм) регистрировалась водородная линия H_{α} для определения электронной концентрации n_e . Полученные на спектрографе ДФС-8 результаты позволяли зарегистрировать спектр излучения импульсного капиллярного разряда в диапазоне длин 300–350 нм.

Практически все наблюдаемые достаточно интенсивные спектральные линии в диапазоне длин волн 300–350 нм (общее их число более 30) могут быть уверенно отождествлены как спектральные линии нейтральных атомов меди. Наблюдаемые линии можно разбить по ширине на две резко отличающиеся группы. Линия Cu I 330.79 нм относится к группе широких линий и является наиболее интенсивной из этой группы.

Здесь надо иметь в виду, что линия Cu I 330.79 нм, как и другие широкие линии, имеет высоколежащие верхние и нижние энергетические уровни, причем верхний уровень лежит выше уровня энергии ионизации атома меди из основного состояния. Поэтому с верхних уровней широких линий с большой вероятностью может происходить автоионизация атомов меди [1], которая, будучи причиной уширения, приводит к аномально большому естественному уширению. Есть основания полагать, что автоионизация является основной причиной уширения зарегистрированных широких спектральных линий нейтральных атомов меди.

На рис. 4 приведен экспериментальный профиль после выполнения процедуры денойзинга по описанной выше схеме.

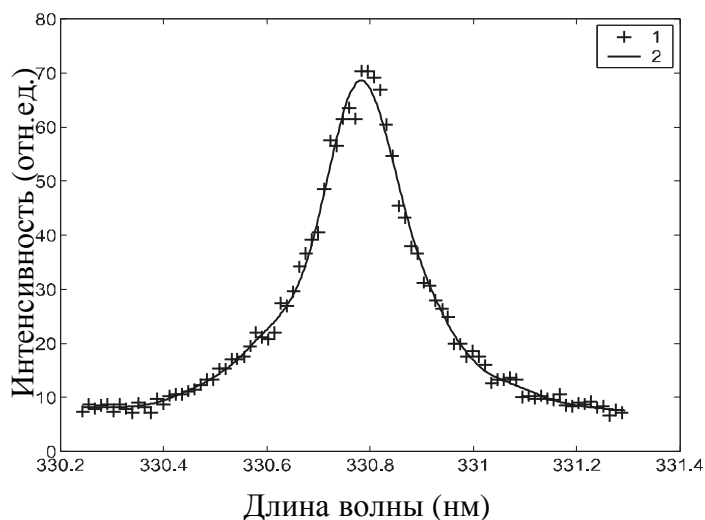


Рис. 4. Экспериментальный контур Cu I 330.79 нм ($4P^{1/2}F^0 - 4d^{1/4}G$) (1), восстановленный контур (2)

Наблюдается восстановление формы контура. После процедуры удаления шума стало возможно определить следующие параметры экспериментального контура: интенсивность $I = 61.04$ [отн. ед.], полуширина $\delta = 0.16$ [нм], положение центра линии $\nu_0 = 330.79$ [нм].

Заключение

В работе рассмотрена задача восстановления формы спектрального контура, искаженного фрактальным шумом. Показано, что спектр мощности вейвлет-

преобразования сигнала является эффективным инструментом при разделении полезной составляющей сигнала и шумом. При обработке спектральных контуров в качестве критерия разделения полезного сигнала и шума использовался минимум спектра мощности. Анализ эффективности проводился на модельном сигнале – контуре Лоренца. Была проведена обработка и получены параметры экспериментального контура спектральной линии атомов меди Cu I 330.79 нм ($4P^2F^0 - 4d^4G$).

Литература

1. Фриш С.Е. Оптические спектры атомов. М.: ГИФМЛ, 1963. 642 с.
2. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 464 с.
3. Vacchelli S., Papi S. Filtered wavelet thresholding methods. // *Journal of Computational and Applied Mathematics*. 2004. P. 39–52.
4. Салахов М.Х., Харинцев С.С. Математическая обработка и интерпретация спектроскопического эксперимента. Казань, 2001. 238 с.
5. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. Вейвлеты и их использование. // *УФН*, 2001. Т. 171. №5. С. 465–501.
6. Галимуллин Д.З., Ильин Г.Г., Сарандаев Е.В. Исследование спектра излучения нейтральных атомов меди в диапазоне длин волн 300–350 нм в условиях импульсного капиллярного разряда в воздухе. / Сборник статей «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, 2004. С. 121–126.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

А.С. Златов, А.П. Кушнарченко

(Санкт-Петербургский государственный университет)

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук О.В. Андреева

Приведены результаты исследования характеристик полупроводникового лазера типа KLM-650/3, выпускаемого фирмой «ФТИ-Оптроник», и их зависимости от тока через р-п-переход. Показано, что интенсивность излучения, степень его линейной поляризации и степень монохроматичности коррелируют между собой и характеризуют степень когерентности излучения. Обсуждается возможность использования полупроводникового лазера в различных режимах работы в качестве источника излучения в голографическом эксперименте.

Введение

Традиционно в качестве непрерывных источников излучения в областях научно-технической деятельности, связанных с голографией, интерферометрией, физической оптикой и т.п., используют газовые лазеры, обладающие высокой когерентностью и поляризованностью излучения, малой расходимостью пучка. Как правило, подобные лазеры представляют собой дорогостоящие, а зачастую и уникальные приборы.

В ряде экспериментов требования к характеристикам излучения могут быть снижены, а качество измерений может быть обеспечено при использовании более дешевых источников излучения. Наиболее привлекательными с этой точки зрения являются полупроводниковые лазеры, широко распространенные в настоящее время. Параметры излучения промышленно выпускаемых лазеров (лазерных модулей) определяются свойствами используемых гетероструктур, конструктивными особенностями и условиями эксплуатации.

В полупроводниковой активной среде можно достигнуть большого оптического усиления, что определяет возможность использования активных элементов малых размеров (длина резонатора 50 мкм – 1 мм) и обеспечивает компактность таких лазеров. Помимо компактности, особенностями полупроводниковых лазеров являются: высокий КПД (до 50%), возможность спектральной перестройки и большой выбор веществ для генерации в широком спектральном диапазоне (от 0,3 мкм до 30 мкм). Эти качества обеспечили полупроводниковым лазерам широкое применение в различных областях современной деятельности человека – 99,8% от всех выпускаемых в мире лазеров являются полупроводниковыми [1].

В настоящее время, несмотря на широкое распространение полупроводниковых лазеров, очень ограничена информация о параметрах лазеров различных типов. Ряд характеристик, имеющих большое значение для использования таких источников для научных исследований, производители не приводят и не контролируют. Данная работа посвящена исследованию свойств полупроводниковых лазеров типа KLM-650/3 (производитель «ФТИ-Оптроник», Санкт-Петербург) и их использованию в голографическом эксперименте.

Теоретическая часть

Полупроводниковый лазер – лазер, активной средой которого является полупроводниковый кристалл, а точнее, область р-п-перехода между двумя полупроводниковыми кристаллами с разным типом проводимости. В полупроводниках энергетические уровни атомов образуют сплошные полосы, разделенные запрещенными зонами (рис. 1). Нижняя полоса энергетических уровней называется валентной зоной, верхняя – зоной проводимости или свободной зоной. Чтобы электрон попал в зону проводимости

сти, ему необходимо сообщить энергию, равную ширине запрещенной зоны. При уходе электрона в зону проводимости в валентной зоне остается носитель положительного заряда – «дырка». Обратный переход электрона из зоны проводимости в валентную зону приводит к его рекомбинации с «дыркой», избыток энергии при этом испускается в виде фотона.

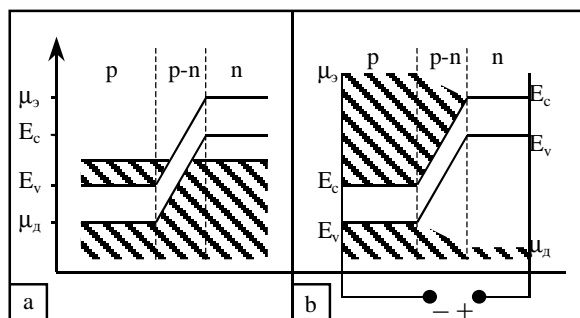


Рис. 1. Заселенность энергетических уровней р-п-структуры полупроводника: μ_e – уровень Ферми для электронов проводимости, μ_o – уровень Ферми для дырок, E_c – граница зоны проводимости, E_v – граница валентной зоны. а) Полупроводник изолирован от внешних полей. б) Полупроводниковая р-п-структура с инверсной заселенностью, созданной внешним электрическим полем

В современных полупроводниковых лазерах широко используются так называемые полупроводниковые гетероструктуры (комбинация близких по химическому составу полупроводников, позволяющих создавать гетеропереходы), в разработку которых значительный вклад внес отечественный ученый Ж.И. Алферов (Нобелевская премия 2000 г.) [2]. Пример двойной гетероструктуры приведен на рис. 2.

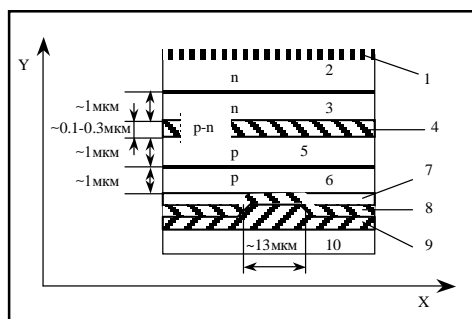


Рис. 2. Полупроводниковая двойная гетероструктура: 1 – проводящий металлизированный слой для создания электрического контакта; 2 – слой GaAs (n); 3 – слой Al_{0.3}Ga_{0.7}As (n); 4 – слой, соответствующий зоне инжекции носителей заряда (р-п-переход); 5 – слой Al_{0.3}Ga_{0.7}As (р); 6 – слой GaAs (р); 7 – непроводящий слой оксида металла для ограничения тока через р-п-переход, формирующий зону генерации излучения; 8, 9 – прилегающие слои для создания электрического контакта; 10 – подложка с теплоотводом

Активными частицами в полупроводниковом лазере служат избыточные (неравновесные) электроны проводимости и дырки, которые могут инжектироваться, диффундировать и дрейфовать в активной среде. В инжекционных полупроводниковых лазерах накачка (создание инвертированной заселенности уровней) осуществляется путем инжекции неосновных носителей через р-п-переход. Последующая их рекомбинация позволяет осуществлять непосредственное преобразование электрической энергии в когерентное излучение. Параметры излучения (в первую очередь, его интенсивность –

рис. 3) зависят от интенсивности накачки, определяющей величину тока через р-п-переход. Параметры излучения полупроводникового лазера (как и величина оптического усиления) зависят также от температуры окружающей среды и ряда факторов, связанных со свойствами используемых материалов [3].

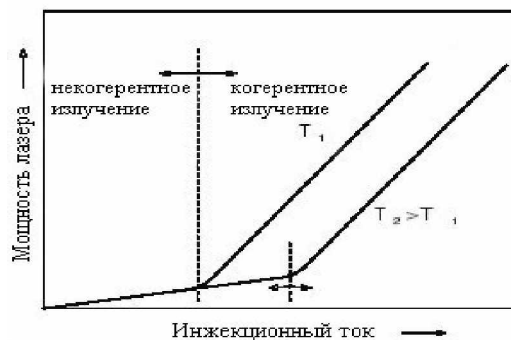


Рис. 3. Зависимость мощности излучения полупроводникового лазера от тока через р-п-переход при различной температуре

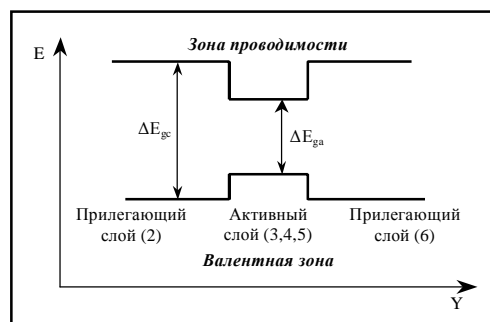


Рис. 4. Энергетическая схема двойной гетероструктуры. Ось Y и номера слоев соответствуют рис. 2. ΔE_{gc} – ширина запрещенной зоны; ΔE_{gv} – ширина запрещенной зоны р-п-перехода

Основой инжекционного полупроводникового лазера является полупроводниковый кристалл (рис. 5), две плоскопараллельные грани которого, перпендикулярные плоскости р-п-перехода, являются зеркалами оптического резонатора. Генерация излучения возникает в том случае, если оптическое усиление превосходит потери энергии, связанные с выводом излучения наружу, поглощением и рассеянием внутри резонатора. Ток, соответствующий началу генерации, называется пороговым.

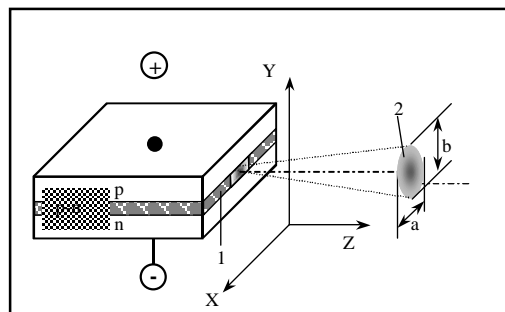


Рис. 5. Принципиальная схема полупроводникового лазера: 1 – область р-п-перехода (активный слой); 2 – сечение лазерного пучка в плоскости X-Y

Генерируемое излучение имеет вид полоски, вытянутой вдоль р-п-перехода, и обладает довольно большой расходимостью, так как длина резонатора очень мала и малы

размеры выходного окна. Для формирования лазерного пучка малой расходимости используются оптические системы, встроенные в корпус и жестко связанные с резонатором.

Полупроводниковый кристалл-резонатор с оптической системой, формирующей лазерный пучок, конструктивно оформленные в виде единого элемента, в настоящее время принято называть лазерным модулем. Готовый к работе полупроводниковый лазер представляет собой лазерный модуль с источником питания. (Газовые гелий-неоновые лазеры также состоят из двух частей: головка лазера и блок питания).

В данной работе исследована зависимость параметров излучения полупроводникового лазера в зависимости от тока через переход и рассмотрена возможность использования полупроводниковых лазеров (в различных режимах эксплуатации) для измерения параметров объемных голограмм, предъявляющих специфические требования к используемым источникам излучения.

Объект исследования

Объектом исследования является полупроводниковый инжекционный лазер на основе лазерного модуля KLM-650/3 (производитель – «ФТИ-Оптроник», Санкт-Петербург). Характеристики лазера: длина волны излучения – 650 ± 5 нм, мощность излучения – 3 мВт, расходимость излучения – менее 0,5 мрад, режим питания – 3–4,5 В.

Как было показано в предыдущей части, свойства излучения полупроводниковых инжекционных лазеров, включая интенсивность излучения (рис. 3), зависят от величины тока, протекающего через р-п-переход. Поэтому для питания лазерного модуля была использована схема, представленная на рис. 6, которая позволяла регулировать ток через р-п-переход. Напряжение от источника питания ($U_{ИП}$) через резисторы R_1 и R_2 подается на лазерный модуль, при этом через р-п-переход начинает протекать ток $I_{р-п}$, от величины которого зависит интенсивность генерируемого излучения. В работе величина тока $I_{ЛМ}$ определялась по падению напряжения, которое измерялось вольтметром V_1 на известном сопротивлении R_1 .

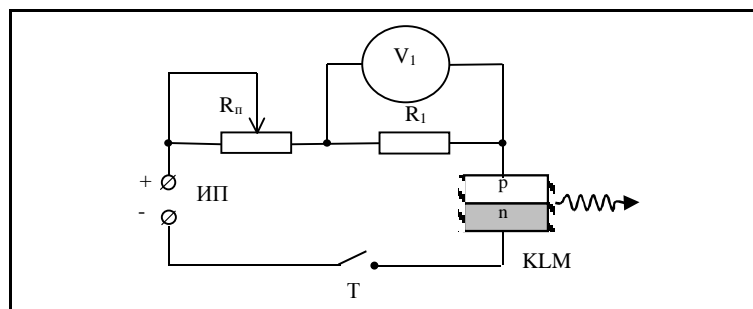


Рис. 6. Электрическая схема, используемая для питания лазерного модуля KLM-650

Экспериментальные данные

Зависимость интенсивности излучения лазера от тока через р-п-переход. Для снятия данной зависимости была использована установка, изображенная на рис. 7, с двумя узлами: узел источника излучения (слева) и узел приемника излучения (справа). В качестве приемника излучения был использован фотодиод ФД-24К с измерительным прибором (V_2). Полученная экспериментальная зависимость приведена на рис. 8.

При малых плотностях тока через р-п-переход интенсивность излучения невелика, оно некогерентно и некогерентно. При увеличении плотности тока, когда число фотонов, возникающих при рекомбинации, превышает число фотонов, поглощаемых в

веществе (пороговое значение тока), интенсивность излучения резко возрастает – оно становится когерентным, в связи с чем изменяются и другие его характеристики – степень поляризации и степень монохроматичности, о чем будет сказано далее.

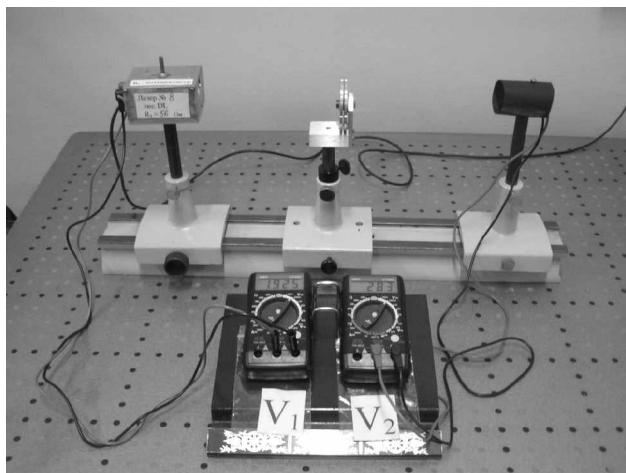


Рис. 7. Экспериментальный стенд для проведения измерений зависимости интенсивности излучения и степени его поляризации от тока через р-п-переход

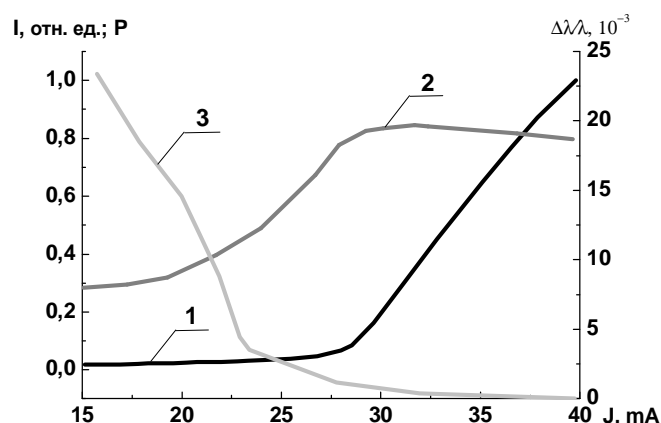


Рис. 8. Зависимость характеристик излучения полупроводникового лазерного модуля KLM-650 от тока, протекающего через р-п-переход: 1 – интенсивность (I); 2 – степень линейной поляризации (P); 3 – степень монохроматичности ($\Delta\lambda/\lambda$)

Поляризация излучения лазера и ее зависимость от тока через р-п-переход. Измерения зависимости степени поляризации излучения лазера от тока через р-п-переход были проведены на установке, представленной на рис. 7. Схема измерения включала, кроме источника и приемника излучения, также анализатор (поляроид), расположенный между ними. С помощью анализатора определялась степень линейной поляризации излучения по формуле

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}},$$

где I_{\parallel} – значения интенсивности лазерного излучения, прошедшего анализатор при условии совпадения колебаний электрического вектора линейно поляризованной компоненты излучения с оптической осью поляризатора; I_{\perp} – интенсивность компоненты, линейно поляризованной ортогонально оптической оси поляризатора.

Полученные зависимости представлены на рис. 8 (кривая 2) и на рис. 9.

Как видно из полученных данных, в номинальном режиме работы излучение лазера практически полностью линейно поляризовано. Как известно [3], степень поляризации излучения лазера определяется поляризационной селективностью резонатора, а также геометрией и размерами «выходного окна» в области р-п-перехода и зависит от мощности генерируемого излучения. В связи с этим можно предполагать, что снижение степени поляризации при уменьшении тока через р-п-переход коррелирует со снижением степени когерентности лазерного излучения, как это следует из теоретического рассмотрения.

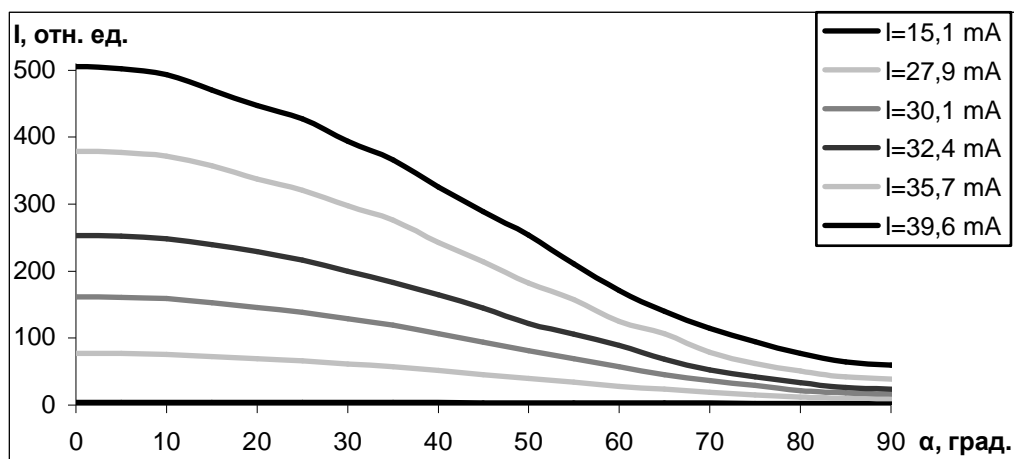


Рис. 9. Зависимость интенсивности излучения лазера от угла поворота анализатора при различных значениях тока, протекающего через р-п-переход («0» – положение анализатора, при котором направление электрического вектора в поляризованной компоненте совпадает с оптической осью анализатора)

Зависимость степени монохроматичности излучения лазера от тока через р-п-переход. Как известно, спектральные характеристики излучения лазера определяются уровнем накачки. Поэтому в данной работе спектральный состав излучения был исследован при различных значениях тока через р-п-переход.

Принципиальная схема эксперимента для исследования спектральных характеристик излучения лазерного модуля дана на рис. 10. При проведении измерений излучение исследуемого лазера (1) проходит через нейтральный фильтр (3) и попадает на входную щель монохроматора МДР-3 (4), сигнал усиливается фотоэлектронным умножителем ФЭУ-100 (5), попадает на АЦП и регистрируется компьютером. Линейная дисперсия МДР-3 в красной области спектра обеспечивает разрешение $1,0 \text{ \AA}$. Спектральный состав исследуемого излучения в виде спектрограммы подвергался дальнейшей компьютерной обработке.

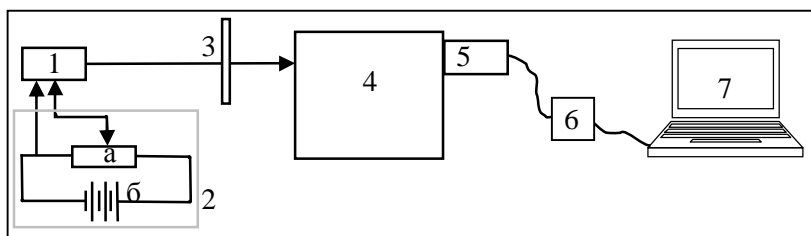


Рис. 10. Схема экспериментальной установки для исследования зависимости спектральных характеристик излучения лазерного модуля от тока через р-п-переход.

1 – полупроводниковый лазерный модуль, 2 – питание лазерного модуля, а – потенциометр, б – батарея, 3 – фильтр, 4 – монохроматор (МДР-3), 5 – ФЭУ-100, 6 – АЦП, 7 – компьютер

Результаты проведенных экспериментов представлены на рис. 11. Как видно из приведенных экспериментальных данных, представляющих собой серию измерений, проведенных в идентичных условиях, спектральный состав излучения лазера может значительно изменяться при изменении величины тока через р-п-переход, при этом центр спектрального интервала не сдвигается и находится при $\lambda = 652$ нм. Ширина спектрального интервала ($\Delta\lambda$) определялась по полуширине спектрального распределения и приведена на рис. 11.

Спектральный состав излучения лазера принято характеризовать степенью монохроматичности излучения $\Delta\lambda/\lambda$. Зависимость этой величины от тока через переход приведена на рис. 8 (кривая 3). В номинальном режиме работы лазер имеет степень монохроматичности $5 \cdot 10^{-4}$, что типично для лазеров данного типа. В режиме работы светодиода ширина спектрального интервала излучения лазерного модуля может достигать 15 нм и более.

Как следует из полученных экспериментальных данных, при изменении тока через р-п-переход изменяются такие важные характеристики излучения лазера, как его интенсивность, степень линейной поляризации, степень монохроматичности. Изменения перечисленных характеристик коррелируют между собой и, несомненно, коррелируют с изменением степени когерентности излучения, как это следует из теоретического рассмотрения.

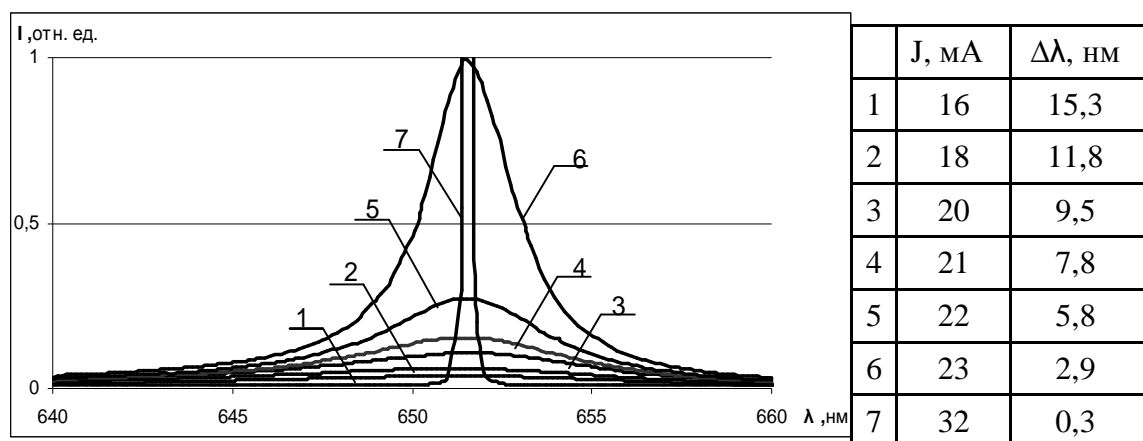


Рис. 11. Спектральный состав излучения полупроводникового лазерного модуля KLM-650 при различных значениях тока, протекающего через р-п-переход. За единицу относительной интенсивности принята максимальная интенсивность кривой 6. Максимальная интенсивность кривой 7 составляет 20 отн. ед.

Возможность использования полупроводникового лазера для исследования параметров объемных голограмм-решеток

Традиционно в качестве непрерывных источников излучения в голографии используют газовые лазеры, обладающие высокой когерентностью и поляризованностью излучения, малой расходимостью пучка. Подобные лазеры представляют собой дорогостоящие приборы и в первую очередь необходимы для записи голограмм.

При исследовании голограмм и измерении ряда параметров требования к характеристикам излучения могут быть снижены, а качество измерений может быть обеспечено при использовании более дешевых источников излучения. С этой точки зрения были проанализированы параметры излучения полупроводникового лазера и рассмотрена возможность использования таких лазеров для измерения параметров объемных голо-

грамм, предъявляющих специфические требования к используемым источникам излучения.

Для измерения параметров объемных голограмм, обладающих высокой селективностью, необходимо использовать излучение, пространственная расходимость которого существенно меньше угловой селективности исследуемой голограммы. Поэтому стандартные приборы неприменимы. Удовлетворить данному требованию можно при использовании коллимированного, как правило, лазерного излучения.

На практике используются два основных метода исследования объемных голограмм, которые формируют требования к освещающему излучению.

1. Освещение голограммы проводится монохроматическим излучением, спектральный состав которого существенно меньше спектральной селективности голограммы. Этот метод используется при исследовании угловой селективности голограммы.

2. Освещение голограммы проводится широкополосным излучением, спектральный состав которого значительно больше спектральной селективности голограммы. Этот метод используется при исследовании спектральной селективности голограммы.

Измерение угловой селективности. Для измерения угловой селективности объемных голограмм используется режим генерации когерентного излучения, при котором ширина спектра менее 0,3 нм, а расходимость пучка не превышает 0,5 мрад. Методика измерений описана в работе [4]. В данной работе регистрировалась зависимость интенсивности дифрагированного излучения от угла падения освещающего излучения на поверхность голограммы $I_{\theta}(\Theta)$. Значение угловой селективности ($\Delta\theta$) определяется из контура угловой селективности $I_{\theta}(\Theta)$ по уровню 0,5 от максимального значения. Как показали измерения, проведенные с использованием полупроводникового лазера KLM-650 и газового гелий-неонового лазера ЛГН, полупроводниковый лазер можно использовать наравне с газовым при исследовании голограмм-решеток с угловой селективностью не ниже 2 мрад (голограммы-решетки с пространственной частотой порядка 300 мм^{-1} и толщиной порядка 1 мм).

Измерение спектральной селективности. Для измерения спектральной селективности объемных голограмм был использован режим, при котором спектральный состав излучения полупроводникового лазера равен 9,5 нм, а угловая расходимость менее 0,5 мрад.

Принципиальная схема эксперимента аналогична схеме для измерения спектрального состава излучения (рис. 10) и описана в работе [5].

Для измерения спектральной селективности исследуемая голограмма устанавливается на место светофильтра в положение, когда дифракция на решетке отсутствует. При отсутствии дифракции излучение проходит голограмму без изменений. Производится запись спектрального распределения интенсивности излучения лазерного модуля (спектр №1). Далее голограмма устанавливается в положение, соответствующее выполнению условия Брэгга для длины волны в центральной части спектра источника излучения. Производится запись прошедшего голограмму излучения I_{0-Br} (спектр №2). Спектр дифрагированного излучения $I_d(\lambda)$ получается путем вычитания спектра №2 из спектра №1 (спектр №3) и учета спектральной интенсивности исходного излучения и чувствительности установки (спектр №4). Значение спектральной селективности ($\Delta\lambda_{изм}$) определяется из контура спектральной селективности (спектр №4) по уровню 0,5 от максимального значения.

Результаты измерений спектральной селективности объемных голограмм-решеток с различной пространственной частотой представлены в табл. 1. Представлены также результаты измерений угловой селективности и расчетов спектральной селективности ($\Delta\lambda_{расч}$) по данным измерения угловой селективности.

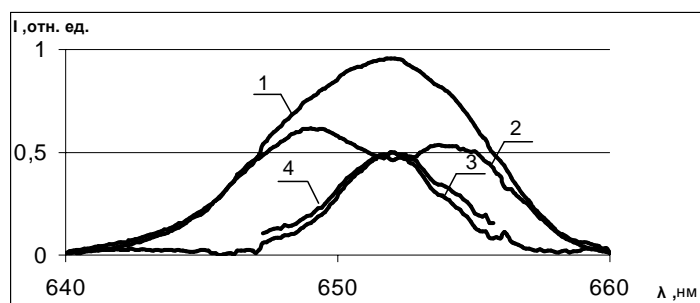


Рис. 12. Спектральное распределение интенсивности излучения, прошедшего через голограмму. 1 – λ_{Br} вне рассматриваемой спектральной области, 2 – λ_{Br} внутри рассматриваемой спектральной области, 3 – дифференциальный спектр, соответствующий разности спектров 1 и 2; 4 – рассчитанный контур спектральной селективности голограммы

	Параметры объемных голограмм			
	Измеренные			Рассчитанные
Образец №	ν , мм^{-1}	$\Delta\theta$, мрад	$\Delta\lambda_{\text{изм}}$, нм	$\Delta\lambda_{\text{расч}}$, нм
1	640	$1,60 \pm 0,05$	$5,3 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,3$
2	640	$1,50 \pm 0,05$	$4,5 \pm 0,4$	$4,7 \pm 0,2$
3	790	$0,90 \pm 0,05$	$3,4 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,3$
4	1100	$0,50 \pm 0,05$	$1,3 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,2$

Таблица 1. Экспериментальные результаты

Как видно из приведенных данных, измеренные в данной работе значения спектральной селективности ($\Delta\lambda_{\text{изм}}$) совпадают в пределах погрешностей измерений с величинами, рассчитанными по данным измерений угловой селективности ($\Delta\lambda_{\text{расч}}$), что говорит о достоверности полученных данных.

Разработанная методика позволяет использовать в схемах для голографических измерений относительно дешевые и доступные полупроводниковые источники излучения, в то время как известные методики измерений спектральной селективности объемных голограмм используют в качестве источников излучения такие уникальные приборы, как фемтосекундный лазер [6] и лазер на красителе с эксимерной накачкой [7].

Заключение

В работе проведены исследования характеристик полупроводникового лазера типа KLM-650/3, выпускаемого фирмой «ФТИ-Оptronик», для использования таких источников излучения в научном эксперименте.

Разработана методика измерения спектральных характеристик излучения полупроводникового лазера, получены экспериментальные результаты, позволяющие оценить ширину спектра излучения при различных режимах работы лазерного модуля.

Получены экспериментальные зависимости интенсивности излучения лазерного модуля, степени его линейной поляризации и степени монохроматичности от тока через р-п-переход. Показано, что данные зависимости коррелируют между собой и характеризуют степень когерентности излучения.

Приведены результаты использования полупроводникового лазера в различных режимах работы для исследования параметров объемных голограмм-решеток.

Разработанные методики являются основой для дальнейшего исследования характеристик полупроводниковых лазеров и лазерных модулей различных типов. Несомненно, что дальнейшее развитие исследований в этой области будет способствовать созданию высококачественных голограмм.

мненно, это послужит более широкому использованию полупроводниковых лазеров как наиболее доступных источников когерентного монохроматического излучения в научном эксперименте и других научно-технических приложениях.

Литература

1. Физика. Большой энциклопедический словарь / Гл. ред. Прохоров А.М. 4-е изд. М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. С. 570–572.
2. Алферов Ж.И. Перспективы электроники в России. Гетероструктурная электроника и акустоэлектроника. // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. 2004. №6. С. 90–93.
3. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1984.
4. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхином. // Оптический журнал. 2000. Т.67. №12. С. 27–33.
5. Андреева О.В., Артемьев С.В., Капорский Л.Н., Кушнарченко А.П. Использование полупроводниковых источников излучения при исследовании спектральной селективности объемных голограмм. // Оптический журнал. 2005. Т. 72. №3. С. 31–33.
6. Андреева О.В., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Городецкий А.А., Кушнарченко А.П., Лукомский Г.В., Парамонов А.А. Исследование спектральной селективности объемных голограмм с помощью импульсного излучения фемтосекундной длительности. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т.96. №2. С. 190–196.
7. Суханов В.И., Ащеулов Ю.В., Петников А.Е., Лашков Г.И. Трехмерная голограмма на реоксане как узкополосный спектральный селектор. // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. Вып.15. С. 925–928.

Авторы выражают благодарность руководителю работы О.В. Андреевой и сотрудникам, которые принимали участие в проведении эксперимента – Л.Н. Капорскому, А.А. Парамонову, С.В. Артемьеву, О.В. Бандюк.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНА В ПЕРИОДИЧЕСКИ СОЕДИНЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Е.С. Тесовская

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор И.Ю. Попов

Исследуется поведение баллистического электрона в системе двумерных волноводов, связанных периодической системой малых отверстий. Получена оценка резонансной зоны при условиях Неймана на границах в рамках асимптотического подхода.

Введение

В последнее время широко обсуждаются интересные эффекты, возникающие в магнитных наносистемах. Изучение возможных применений этих эффектов стимулирует теоретические исследования таких систем. Для описания электронного транспорта в нанослоях были предложены различные математические модели. Было показано, что существует ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение соседних магнитных слоев в зависимости от толщины промежуточного немагнитного слоя [1]. Это связано с осцилляциями соответствующего обменного взаимодействия между слоями. Исследование таких взаимодействий часто осуществляют в рамках модели квантовых ям. Эти ямы образуются магнитными слоями, которые ограничивают передвижение электронов проводимости с соответствующим направлением спина в немагнитных слоях. Существование подобных ям было показано экспериментально для слоев меди на поверхности Co(100) и серебра на Fe(200) с помощью фотоэмиссии.

Рассмотрим электрон, находящийся в немагнитном слое, расположенном между двумя магнитными. Пусть в магнитном слое все состояния с определенным направлением спина заняты. Тогда электрон с таким же направлением спина в немагнитном слое находится в потенциальной яме (в поперечном направлении). Если соседние магнитные слои намагничены одинаково, то количество ям в сверхрешетке совпадает с количеством немагнитных слоев. Ширина немагнитного слоя d есть ширина квантовой ямы. Расстояние d между слоями есть ширина магнитного слоя. Если магнитные слои имеют антиферромагнитное упорядочение, то размер ямы увеличивается и становится равным $2d + d_1$. Но в этом случае яма есть для двух электронов с противоположными спинами.

Оба случая упорядочения могут иметь место в задаче о прохождении волн в волноводах с различными граничными условиями. Точнее, ферромагнитное упорядочение соответствует волноводу с граничными условиями Дирихле. Антиферромагнитное упорядочение ведет к задаче о двух волноводах шириной d с граничным условием Неймана на разделяющей линии и условием Дирихле на других границах (мы предполагаем, что $d \gg d_1$, и заменяем магнитный слой разделяющей линией). В данной работе мы исследуем резонансные эффекты, вызванные наличием отверстий (дефектов) в разделяющей линии. С использованием метода согласования асимптотических разложений [2] получены асимптотические оценки резонансной зоны в зависимости от периода расположения отверстий для двух плоских волноводов с граничными условиями Неймана на границах.

Получение асимптотик

Рассматривается система двух плоских волноводов Ω^+ , Ω^- с граничными условиями Неймана, соединенных периодической системой малых отверстий (период L) малого радиуса a . Введем декартовы координаты x_1 , x_2 . Пусть волноводы имеют ширину d_+ , d_- ($d_+ > d_-$), отверстия располагаются по линии $x_2 = 0$. Наличие соединяю-

ших отверстий вызывает резонансные эффекты. Задача сводится к решению уравнения Гельмгольца в соответствующей области с условиями Неймана на границе:

$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{\partial \Omega} = 0. \quad (1)$$

Мы предполагаем, что решение удовлетворяет граничным условиям Неймана на всех границах (а не только на разделяющей линии). Это не существенно. Важно, чтобы условие Неймана выполнялось на линии, содержащей соединительные отверстия.

Нижней границей непрерывного спектра для оператора Лапласа с граничными условиями Неймана является ноль, в отличие от лапласиана с условиями Дирихле, где она больше нуля. Будем использовать метод согласования асимптотических разложений, предложенный А.М. Ильиным [2] и развитый Р.Р. Гадыльшиным [3], вариант которого для возмущения непрерывного спектра был усовершенствован И.Ю. Поповым в [4, 5].

Чтобы свести периодическую задачу к задаче определения квазисобственного значения (резонанса) в каждом слое (при фиксированном значении квазиимпульса θ), будем использовать условие Блоха:

$$\Psi(x_1 + L, x_2) = e^{i\theta L} \Psi(x_1, x_2). \quad (2)$$

Точнее, мы будем искать первые члены асимптотического разложения квазисобственного значения по a около N -го отверстия при фиксированном θ . Асимптотики функции Грина в волноводах Ω^\pm с условиями Неймана на границах имеет вид:

$$G^\pm(x, y, k) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{d_\pm \gamma_n^\pm (\delta_n + 1)} \cos \frac{\pi n x_2}{d_\pm} \cos \frac{\pi n y_2}{d_\pm} \exp(-\gamma_n^\pm |x_1 - y_1|), \quad (3)$$

где

$$\delta_n = \begin{cases} 1, & n = 0, \\ 0, & n > 0, \end{cases}$$

$$\gamma_n^\pm = \sqrt{\frac{\pi^2 n^2}{d_\pm^2} - k^2}.$$

Асимптотики функции Грина в окрестности особенности $(0,0)$, лежащей на границе области, при значениях k^2 , близких к π^2/d_+^2 , имеют вид:

$$G^+(x, 0, k_a) = (\pi^2 - k_a^2 d_+^2)^{-1/2} \cos \frac{\pi x_2}{d_+} \exp(-\sqrt{\pi^2 - k_a^2 d_+^2} |x_1|) - \frac{1}{\pi} \ln |x| + g^+(x, k_a), \quad (4)$$

$$G^-(x, 0, k_a) = -\frac{1}{\pi} \ln |x| + g^-(x, k_a),$$

где функции $g^+(x, k_a)$, $g^-(x, k_a)$ не имеют особенностей во всей области волноводов.

Сделаем замену переменных $\xi = \frac{x}{a}$. Принимая во внимание условие Блоха (2), будем искать квазисобственную функцию $\Psi_a(x)$ в виде

$$\Psi_a(x) = \begin{cases} \pm f(k_a) \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{iqL\theta} G^\pm(x, x_q, k), & x \in \Omega^\pm \setminus S_{\sqrt{a}}, \\ v_{-1}(\xi) \ln a + v_0(\xi) + v_1(\xi) \ln^{-1} a + \dots, & x \in S_{2\sqrt{a}}, \end{cases} \quad (5)$$

где S_t – круг радиуса t с центром в середине отверстия, $f(k_a)$ – некоторые функции. Метод согласования сводится к поиску таких «склеивающих» функций $v_i(\xi)$, удовлетворяющих краевым условиям Неймана и являющихся решениями уравнения Лапласа, что члены соответствующих порядков в асимптотических разложениях (5) будут сов-

падать в соответствующих областях. Учитывая асимптотику функции Грина (4), мы можем построить асимптотику волновых функций $\Psi_a^\pm(x)$, т.е. $\Psi_a(x)$ в областях $\Omega^\pm \setminus S_{\sqrt{a}}$:

$$\begin{aligned} \Psi_a^+(x) &= f(k_a) \left(-\frac{\ln a}{\pi} - \frac{\ln |\xi|}{\pi} + g^+(0, \frac{\pi^2}{d_+^2}) + \sum_q \frac{e^{iqL\theta - \gamma L|q|}}{\gamma d_+} - \sum_{q \neq 0} \frac{ie^{iqL\theta - ikL|q|}}{kd_+} + S^+(\theta, L) \right), \\ \Psi_a^-(x) &= -f(k_a) \left(-\frac{\ln a}{\pi} - \frac{\ln |\xi|}{\pi} + g^-(0, \frac{\pi^2}{d_+^2}) - \sum_{q \neq 0} \frac{ie^{iqL\theta - ikL|q|}}{kd_-} + S^-(\theta, L) \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где $S^+(\theta, L) = \sum_{q \neq 0} \sum_{n \neq 1} \frac{e^{iqL\theta - \gamma_n^+ L|q|}}{\gamma_n^+ d_+}$, $S^-(\theta, L) = \sum_{q \neq 0} \sum_n \frac{e^{iqL\theta - \gamma_n^- L|q|}}{\gamma_n^- d_-}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k_a^2}$.

Выберем функцию $f(k_a)$ в следующем виде:

$$f(k_a) = \left(\frac{1}{\gamma} \sum_q e^{iqL\theta - \gamma L|q|} - \frac{i}{k} \sum_{q \neq 0} e^{iqL\theta - ikL|q|} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Тогда если k_a близко к резонансу ($\gamma \rightarrow 0$) и $\text{Im } k_a < 0$, то $f(k_a)$ примет вид:

$$f(k_a) = \left(\frac{\text{sh } \gamma L}{\gamma (\text{ch } \gamma L - \cos \theta L)} - \frac{i}{k} \frac{e^{-ikL} \cos \theta L}{1 - e^{-ikL} \cos \theta L} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Запишем асимптотику для этой функции в следующем виде:

$$f(k_a) = A(\theta, L) + \tau_1 \ln^{-1} a + \tau_2 \ln^{-2} a + \dots, \quad (9)$$

где

$$A(\theta, L) = \frac{k(1 - \cos \theta L)(1 - e^{-ikL} \cos \theta L)}{kL(1 - e^{-ikL} \cos \theta L) - i(1 - \cos \theta L)e^{-ikL} \cos \theta L}. \quad (10)$$

Используя метод согласования, найдем коэффициент τ_1 как функцию от θ и L . Учитывая (4), (6) и (8), выпишем коэффициенты при a^0 в разложении (9):

$$\begin{cases} \left[\frac{1}{d_+} - \frac{\tau_1}{\pi} + A(\theta, L) \left(-\frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^+(0, \frac{\pi^2}{d_+^2}) + S^+ \right) \right] \\ v_0(\xi) \\ \left[\frac{\tau_1}{\pi} - A(\theta, L) \left(-\frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^-(0, \frac{\pi^2}{d_+^2}) + S^- \right) \right] \end{cases} \quad (11)$$

Процедура согласования дает подходящий выбор функции $v_0(\xi)$:

$$v_0(\xi) = \begin{cases} -A(\theta, L)(\ln |\xi| + \ln 2) + C_q, \\ A(\theta, L)(\ln |\xi| + \ln 2) + C_q, \end{cases} \quad (12)$$

где константы C_q обеспечивают согласование соответствующих членов в областях Ω^+ , Ω^- . Сравнивая члены порядка a^0 , получаем выражение для коэффициента τ_1 :

$$\tau_1(\theta, L) = \frac{\pi}{2d_+} + \frac{\pi}{2} A(\theta, L) \left[g^+ + g^- + S^+(\theta, L) + S^-(\theta, L) + \frac{2}{\pi} \ln 2 \right]. \quad (13)$$

Окончательно, учитывая (10), получаем асимптотику квазисобственного значения k_a при фиксированном значении θ :

$$k_a^2 = \frac{\pi^2}{d_+^2} - B(\theta, L) \ln^{-1} a + \dots, \quad (14)$$

$$\text{где } B(\theta, L) = \frac{6(1 - \cos \theta L)^2}{A^2(\theta, L)(2 + \cos \theta L)L^3} \cdot \tau_1(\theta, L).$$

Рис. 1а и 1б показывают зависимость вещественной и мнимой части коэффициента $B(\theta, L)$ от θ при фиксированном периоде ($L = 1.5d_+$). Легко видеть (рис. 1а), что мнимая часть коэффициента $B(\theta, L)$ отрицательна и резонансная зона отделена от непрерывного спектра невозмущенного оператора.

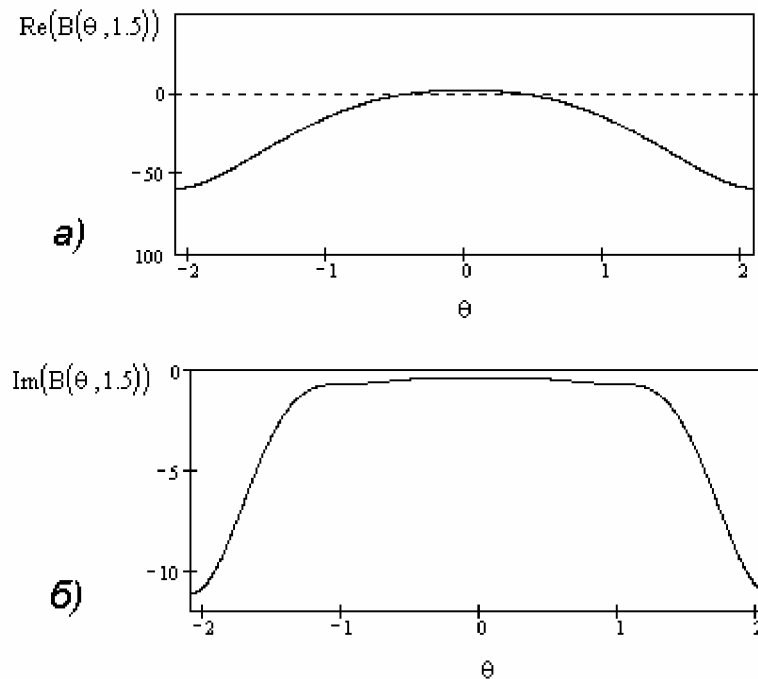


Рис. 1. Зависимость коэффициента $B(\theta, L)$ в асимптотике квазисобственного значения (14) для слоя оператора от квазиимпульса θ : а) вещественная часть, б) мнимая часть

Заключение

В работе получены параметры резонансной зоны для двух плоских волноводов, соединенных периодической системой отверстий при граничных условиях Неймана в рамках асимптотического метода. Работа поддержана грантом РФФИ 05-03-32576.

Литература

1. Uzdin V.M., Yartseva N.S. Quantum wells in trilayers: dependence of the properties on the thickness of magnetic and nonmagnetic layers. // J. Magn. Magn. Mat. 156. 1996. 193–194.
2. Ильин А.М. Согласование асимптотических разложений решений краевых задач. М.: Наука, 1989. 289 с.
3. Гадыльшин Р.Р. Существование и асимптотики полюсов с малой мнимой частью для резонатора Гельмгольца // Успехи мат. наук. 1997. Т. 1, С. 3–76.
4. Frolov S.V., Popov I.Yu. Resonances for laterally coupled quantum waveguides // J. Math. Phys. (7), 4391–4405, (2000).
5. Popov I.Yu. Asymptotics of bound states for laterally coupled waveguides // Rep. Math. Phys. 43(3), 427–437 (1999).

РАСПОЗНАВАНИЕ ГЛУБИНЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ЗАТЕНЕНИЮ И ПОЛЯРИЗАЦИИ

А.В. Пасяда

Научный руководитель – кандидат технических наук, доцент С.А. Алексеев

В работе рассматривается проблема построения нейророботных сетей для распознавания объемной формы объектов по единственному изображению за счет затенения и поляризации. Изменение поляризации при отражении содержит определенную дополнительную информацию об ориентации поверхности отражающего объекта. Получив зависимость глубины поверхности от отраженной интенсивности и поляризации, обучаем ячеистую нейросеть, которая определяет глубину произвольной формы этого типа поверхности.

Введение

В данной работе рассматривается определение расстояния до поверхности по изображению для целей технического зрения. Распознавание основано на получении зависимостей отраженной интенсивности и поляризации от ориентации отражающей поверхности. Существующие методы распознавания ориентаций поверхности и глубины по единственному изображению, как правило, рассматривают отраженную интенсивность на непрозрачных материалах. В некоторых работах уже проводится достаточно успешное распознавание поверхности по одной интенсивности [1]. Для расширения возможностей (распознавать полупрозрачные объекты и адекватнее определять тени) и повышения точности измерений в этой работе используются поляризационные характеристики, на базе которых обучается алгоритм ячеистой нейросети и восстанавливает относительное расстояние до поверхности.

1. Распознавание формы по затенению

Распознавание формы по затенению (РФЗ) относится к процессам восстановления трехмерной формы из монокулярного плоского изображения. Успех РФЗ зависит от а) подходящей модели представления, которая устанавливает связь между формой поверхности и яркостью изображения и от б) хорошего численного алгоритма восстановления формы из данного изображения.

В исследованиях РФЗ модель представления определяется через карту отражательной способности $R(p,q)$, где $p=dz/dx$ и $q=dz/dy$ – частные производные высоты z по отношению к координатам изображения, названные градиентами поверхности на (x,y) . С определением карты отражательной способности проблема распознавания становится проблемой нахождения наилучшего пути восстановления высоты поверхности $z(x,y)$, удовлетворяющего уравнению освещенности изображения

$$I(x,y) = \eta \cdot n \cdot L = R(p,q) = \eta \cdot \frac{1 + p \cdot p_s + q \cdot q_s}{\sqrt{1 + p^2 + q^2} \cdot \sqrt{1 + p_s^2 + q_s^2}} \quad (1)$$

$$p = z_{i,j} - z_{i,j+1}, \quad q = z_{i,j} - z_{i+1,j},$$

где η – альbedo ($0 < \eta < 1$), которое описывает отклонение в отражательных свойствах из-за пигментации или отметин на поверхности; $I(x,y)$ – интенсивность на изображении в точке (x,y) , n – нормаль к поверхности

$$n = \frac{(-p, -q, 1)}{\sqrt{1 + p^2 + q^2}}, \quad (2)$$

где L – вектор падающего света, вычисляемый как

$$L = \frac{(-p_s, -q_s, 1)}{\sqrt{1 + p_s^2 + q_s^2}}. \quad (3)$$

Распознавание формы по затенению является полностью обратной задачей по отношению к проблеме тонирования (визуализации): дано изображение $I(x,y)$, найти поверхность S , альбедо η и свет L , которые удовлетворяют равенству (1).

2. Получение карты отражательной способности и поляризации

При заданном нами характере освещения сцены поляризованным светом один и тот же материал поверхности будет давать одинаковую карту отражательной способности $R(p,q)$ и, следовательно, отраженной интенсивности $I(p,q)$. Но при известном значении градиента поверхности (p,q) мы можем определить относительное расстояние до поверхности z . С помощью известной зависимости $I(z)$ материал поверхности можно представить как ее класс и определять произвольную форму z из этого материала. В данной работе к карте отражательной способности добавлена карта отраженной поляризации для улучшения возможности распознавания поверхностей. Т.е. перед распознаванием произвольных форм из данного материала мы получаем зависимость наклона (p,q) поверхности от отраженной интенсивности I и поляризации: азимута θ и эллиптичности ε эллипса поляризации отраженного света. Эти три параметра мы вычисляем в каждом пикселе фотометрическим методом по ряду положений анализатора.

Важно отметить, что при диффузном отражении в каждый пиксел приходит огромное число фотонов с различными эллипсами поляризации. Из-за деполяризации в пикселе отраженный эллипс поляризации размывается и усредняется. Тем не менее, параметры азимута θ и псевдоэллиптичности ε этого псевдоэллипса поляризации мы можем использовать для алгоритмов восстановления ориентаций поверхности. Зависимость поляризации и интенсивности от наклона поверхности подтверждается и в экспериментах.

Найдем карту отражательной способности и поляризации. Для получения зависимостей интенсивности и поляризационных параметров световой волны от ориентации отражающей поверхности мы:

(а) освещаем сцену параллельным пучком линейно поляризованного света (после деполяризации из линейной поляризации мы получим фигуру, близкую к кругу, а линейная останется только на бликах);

(б) установим на сцену калибровочный объект из исследуемого материала. Для этого лучше всего подойдет шар, так как он содержит все ориентации поверхностей, его просто распознать [2] и найти ориентацию поверхности в любой точке (пикселе);

(в) как в работе [2], получим зависимость интенсивности от ориентации $I(p,q)$, азимута $\theta(p,q)$ и эллиптичности $\varepsilon(p,q)$; ее также можно выразить не в пространстве градиентов (p,q) , а в углах (Ψ, Ξ) , где Ψ – угол наклона и Ξ – угол направления наклона;

(г) проведем обучение нейросети как алгоритма для восстановления глубины изображения по известным $I(\Psi, \Xi)$, $\theta(\Psi, \Xi)$ и $\varepsilon(\Psi, \Xi)$. В работе [1] получена эффективная методика восстановления глубины изображения с помощью ячеистых нейросетей. За счет пространственного соседства и парадигмы распределения случайных марковских полей именно ячеистые нейросети являются эффективным алгоритмом для задачи распознавания. Так как мы получаем относительное расстояние z до поверхности, то глубину изображения z будем измерять в радиусах калибровочного шара $r_{ш}$ (пусть $r_{ш} = 1$):

$$z = 1 - \cos(\Psi); \quad (4)$$

(д) помещаем произвольный предмет с этим же материалом поверхности на сцену и восстанавливаем расстояние до поверхности обученной нейросетью.

3. Ячеистые нейросети

Наиболее общее определение ячеистых нейронных сетей состоит в том, что такие сети являются массивами идентичных динамических систем ячеек, которые связаны

только локально [3]. Любая ячейка соединена только со своими соседними ячейками, т.е. смежная ячейка прямо взаимодействует с каждой. На несоседние ячейки оказывает косвенное взаимодействие из-за распространяющегося эффекта динамики в сети. Ячейка, находящаяся в положении (i, j) двумерного массива $M \times N$, обозначена C_{ij} , и ее r -окрестность N_{ij}^r определяется как

$$N_{ij}^r = \{C_{kl} \mid \max\{|k-i|, |l-j|\} \leq r; 1 \leq k \leq M, 1 \leq l \leq N\}, \quad (5)$$

где размер окрестности r – положительное целое число.

Каждая ячейка имеет состояние x , постоянное внешнее значение на входе u и значение на выходе z . Эквивалентная схема ячейки непрерывного действия по времени показана на рис. 1. Здесь x_{ij} – состояние ячейки C_{ij} , а D – независимое постоянное смещение. Из [3] $z_{ij}(t) = f_{\text{активации}}(x_{ij}(t))$, где f может быть любой подходящей нелинейной функцией. Матрицы весовых коэффициентов $A(\cdot)$ и $B(\cdot)$ известны как клонирующие шаблоны. $A(\cdot)$ действует на выход соседних ячеек и рассматривается как оператор обратной связи. $B(\cdot)$, в свою очередь, воздействует на входные значения и соответствует контролируемому оператору. Конечно, $A(\cdot)$ и $B(\cdot)$ зависят от применения. Постоянное смещение D и клонирующие шаблоны определяют временное поведение ячейки нелинейной сети. В общем случае клонирующие шаблоны не обязательно должны быть пространственно инвариантны.

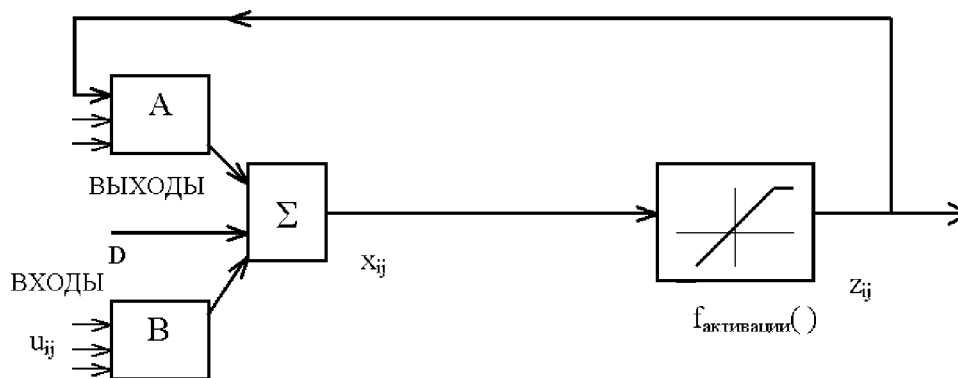


Рис. 1. Блок-схема одной ячейки нейрона ячейки нейросети

Для определения глубины изображения был использован метод на основе ячейки нейросетей. Возьмем ряд наблюдений на пиксельном уровне с зависимостью $I(z)$, $\epsilon(z)$ и $\theta(z)$. Как показано в работе [1], единственный путь вычислить z – это минимизация функции энергии E , состоящей в нашем случае из 3 членов:

$$E = E_a(z) + E_b(z). \quad (6)$$

Энергия модели $E_a(z)$ является членом регуляризации, похожим на ограничение гладкости, классически используемое для решения некорректно поставленных задач. Добавочная энергия $E_b(z)$ – это энергия ошибки.

Конкретно в данной работе функция энергии переписана как

$$E = \sum_{i,j} [k_a \cdot (z_{ij} - z_{i+1,j})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i,j+1})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i-1,j})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i,j-1})^2 + k_b \cdot |x_{\text{текущее}} - x_{\text{требуемое}}|], \quad (7)$$

где $x_{\text{текущее}}$ – это сумма сигналов, пришедших со всех синапсов, перемноженных на весовые коэффициенты. Поэтому $x_{\text{требуемое}}$ – это сумма, которая должна была получиться, чтобы на выходе была реализована именно требуемая глубина $z_{\text{требуемое}}$. А при подаче выборки на вход нейрона получилась сумма $x_{\text{текущее}}$, следовательно из отличия $x_{\text{текущее}}$ и $x_{\text{требуемое}}$ можно вычислить ошибку.

Итак, мы строим нейросеть с таким количеством нейронов, сколько значений в выборке наблюдений $I(z)$, $\epsilon(z)$ и $\theta(z)$. Минимум энергии можно вычислить, используя

или алгоритмы стохастической релаксации типа имитации отжига, или детерминистическими алгоритмами наподобие итеративных условных моделей [4]. Здесь используется метод имитации отжига.

На начальном шаге параметр температуры, отвечающий за вероятность изменения весов, берется высоким $T_0 = 10$.

Весовые коэффициенты для входящих значений интенсивности представляют собой (одну для всех нейронов) матрицу 5×5 $W_{i \pm 2, j \pm 2}$ для нейрона C_{ij} – см. табл.:

$W_{i-2,j-2}$	$W_{i-2,j-1}$	$W_{i-2,j}$	$W_{i-2,j+1}$	$W_{i-2,j+2}$
$W_{i-1,j-2}$	$W_{i-1,j-1}$	$W_{i-1,j}$	$W_{i-1,j+1}$	$W_{i-1,j+2}$
$W_{i,j-2}$	$W_{i,j-1}$	$W_{i,j}$	$W_{i,j+1}$	$W_{i,j+2}$
$W_{i+1,j-2}$	$W_{i+1,j-1}$	$W_{i+1,j}$	$W_{i+1,j+1}$	$W_{i+1,j+2}$
$W_{i+2,j-2}$	$W_{i+2,j-1}$	$W_{i+2,j}$	$W_{i+2,j+1}$	$W_{i+2,j+2}$

Таблица. Матрица весовых коэффициентов

Использованы еще две матрицы весовых коэффициентов 5×5 для входящих значений эллиптичности W_e и азимута эллипса поляризации W_θ , а также смещение активационной функции по оси абсцисс D . Подчеркнем, что размерность матриц 5×5 является особенностью данного эксперимента и в общем случае может быть другой. В качестве активационной функции нейронов выберем сигмоидную:

$$z = 0,5 (1 + \text{th}(x \cdot \gamma)) = f(x), \quad (8)$$

где γ отвечает за крутизну сигмоидной функции и выбрано в эксперименте $\gamma = 0,05$.

Перед обучением все весовые коэффициенты приравниваются к 0.

Подаем на вход нейрона C_{ij} значения выборки $I(z)$, $\epsilon(z)$ и $\theta(z)$ и вычисляем выходное значение z_{ij} . Затем вычисляем энергию E . Чтобы при этом вычислить $x_{\text{требуемое}}$, стоящее в формуле энергии, необходимо подать на выход значение глубины изображения $z_{\text{требуемое}}$. Обратная функция от функции активации:

$$x_{\text{требуемое}} = f^{-1}(z_{\text{требуемое}}) = 0,5 \cdot \ln(z_{\text{требуемое}} / (1 - z_{\text{требуемое}})) : \gamma \quad (9)$$

Энергия получена. Теперь последовательно вычисляем весовые коэффициенты методом имитации отжига [5]:

(а) в зависимости от температуры T веса случайно изменяются на шаг $\pm \Delta w$ с вероятностью

$$P(w) = \exp(-w^2/T^2); \quad (10)$$

(б) вычисляется энергия E . Если она уменьшилась, то шаг 1 принят и веса сохраняются. Если увеличилась, то изменения в шаге 1 могут сохраниться, но только с вероятностью

$$P = \exp(\Delta E/T); \quad (11)$$

(в) температура понижается в соответствии с формулой

$$T_{g+1} = T_g \cdot 0,9999. \quad (12)$$

Шаги (а)–(в) повторяются до достижения «теплового равновесия» модели, а точнее, до достижения заданного порога $T_{g+1} < T_{\text{предел}}$.

4. Экспериментальные данные

Чтобы определить глубину изображения, в работе взят угол наклона поверхности калибровочного шара Ψ . Расстояние z вычислялось по формуле (4).

На основе фотометрического метода определения поляризации в каждом пикселе было обработано изображение пластмассового шара и кубика-угла, покрашенных серой нитроэмалью, в созданном программном обеспечении [6]. Измерение поляризации про-

ходило по 4 положениям анализатора – 0° , 45° , 90° и 135° . Каждое положение анализатора составляло отдельный кадр.

Для обучения нейросети был применен рассмотренный метод имитации отжига. В эксперименте не были использованы обратные связи, учет которых необходим в дальнейшем для повышения точности алгоритма, т.е. для уточнения весовых коэффициентов. После 50 итераций настройки весов с помощью имитации отжига были получены глубины изображения, представленные на рис. 2, 3.

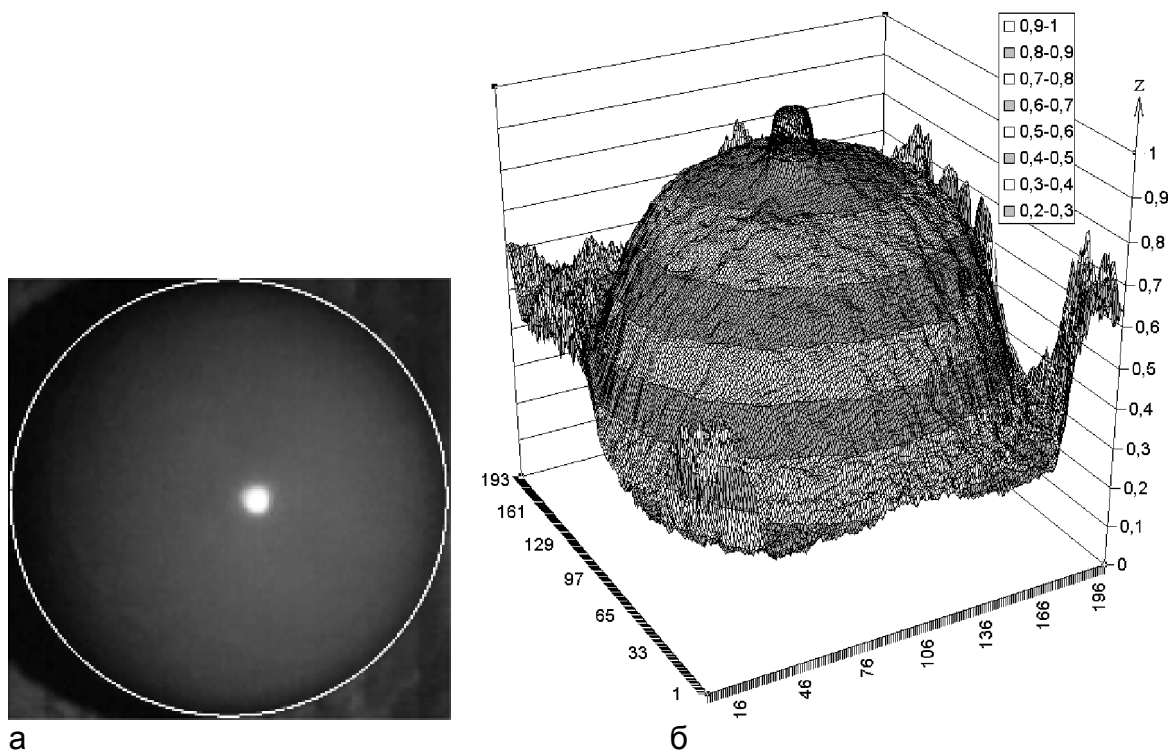


Рис. 2. а) Изображение калибровочного шара, белый круг – граница шара; б) диаграмма распознанной глубины поверхности

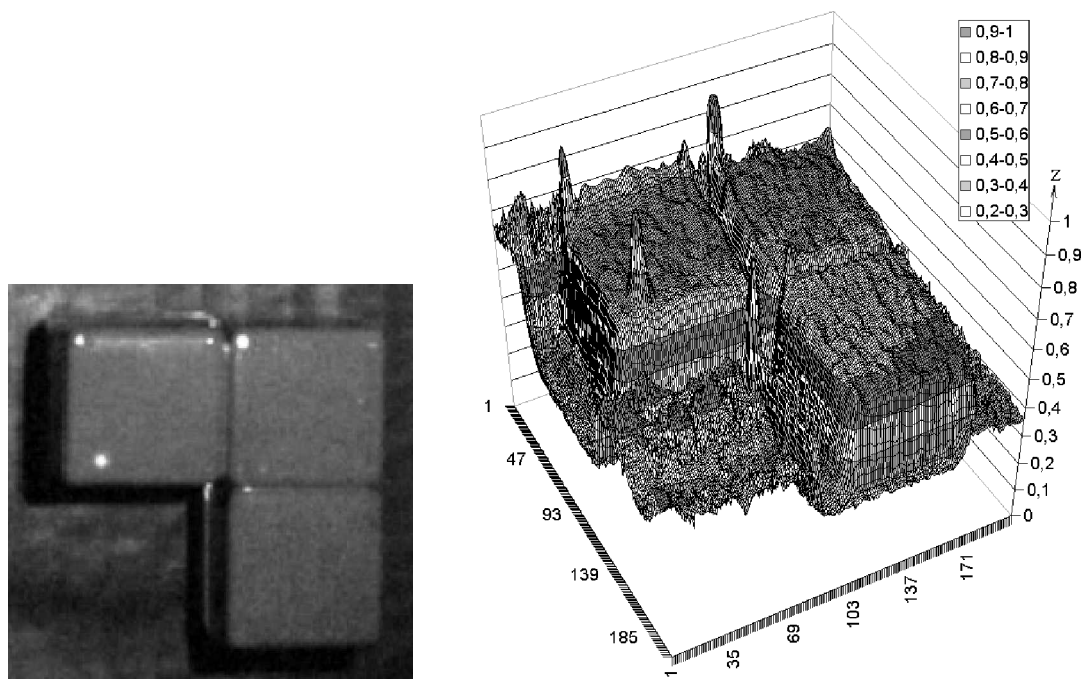


Рис. 3. а) Изображение кубика-угла; б) распознанная поверхность кубика

Как видно из рисунков, отмечается сильная погрешность в областях бликов с высокой яркостью, что обуславливает необходимость вводить в будущем обратные связи в нейросеть и требует больше итераций для работы алгоритма имитации отжига. Тем не менее, очевидна закономерность в областях исследуемой поверхности. Это показывает определенную ценность данного подхода и необходимости доработать его в дальнейшем. В областях с фоном высота хаотически изменялась, так как нейросеть не была настроена на тип поверхности фона.

Заключение

Разработан метод определения глубины поверхностей по калибровочным объектам на основе получения зависимостей интенсивности и поляризации от параметров наклона (и глубины). Хотя метод требует увеличения автоматизации измерений и точности, результаты показывают зависимость между глубиной и изменением интенсивности и параметров поляризации отраженного света. По полученным выборкам обучена ячеистая нейроподобная сеть для определения глубины поверхности из известного материала (покрытия). Не прибегая к стереоскопическому зрению, можно определять наклон поверхности. В дополнении к этому обработка поляризации расширит возможности сегментации изображения в системах технического зрения. Это может быть использовано для различения материалов и определения не обнаруживаемых по другим параметрам излучения изменений в объектах, например, на основе фотоупругости.

Литература

1. Milanova M., Almeida P.E.M., Okamoto J. and Simoes M.G. Applications of Cellular Neural Networks for Shape from Shading Problem. Lecture Notes in Artificial Intelligence. // Machine Learning and Data Mining in Pattern Recognition. 1999. P. 51–63 (перевод на рус. <http://ralertmod.narod.ru/new/yans.htm>)
2. Алексеев С.А., Пасяда А.В. Распознавание ориентации поверхности по отраженной интенсивности и поляризации излучения. // Вестник II Межвузовской конференции молодых ученых Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. СПб. 2005. Т. 3, С. 7.
3. Chua L.O., Roska T. The CNN Paradigm. // IEEE Transactions on Circuits and Systems (Part I). CAS-40. 1993. № 3. P. 147–156.
4. Besag J. On the Statistical Analysis of Dirty Pictures. // J. R. Statist. Soc. B. 1986. Vol. 48. № 3. P. 259–302.
5. Заенцев И.В. Нейронные сети: основные модели. Учебное пособие к курсу «Нейронные сети» для студентов 5 курса магистратуры к. электроники физического ф-та Воронежского государственного университета. 2000. 30 с.
6. Пасяда А.В. Поляризация на калибровочном шаре. // <http://ralertmod.narod.ru/p.htm>

АНАЛИЗ ТОЧНЫХ И ПРИБЛИЖЕННЫХ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ

А.А. Новиков

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.Т. Прокопенко

Проведен анализ методов секционирования и математического моделирования при определении профиля показателя преломления неоднородного поверхностного слоя и многослойных неоднородных отражающих систем. Для экспоненциального оптического профиля поверхностного слоя внутрирезонаторных элементов ионных лазеров, выполненных из кварцевого стекла, дан анализ ошибок расчета поляризационно-оптических параметров поверхностного слоя по уравнению эллипсометрии в приближении Борна и обобщенному уравнению эллипсометрии в приближении Друде-Борна.

Введение

Эллипсометрия – это метод, основанный на анализе изменения состояния поляризации при ее взаимодействии с исследуемым объектом. По существу, метод эллипсометрии имеет дело исключительно с полностью поляризованным светом (линейно, эллиптически, циркулярно поляризованным), а измерение степени поляризации относится к области поляриметрии [1]. Анализ изменения состояния поляризации света при его взаимодействии с поверхностью (границей раздела сред) осуществляется с помощью эллипсометров. Хотя изменение состояния поляризации электромагнитной волны можно наблюдать как в отраженном, так и проходящем свете, в настоящее время в подавляющем числе работ [1–5] изучается поляризация отраженного света.

Во всех многочисленных применениях метода эллипсометрии интерпретация непосредственно измеряемых параметров эллипса поляризации отраженного светового пучка – азимута линейной восстановленной поляризации ψ и разности фаз Δ между двумя взаимно ортогональными составляющими (р- и s-компонентами) отраженного светового пучка – сводится к переходу от этих параметров к оптическим характеристикам исследуемой отражающей системы, т.е. к решению обратной задачи эллипсометрии [2–4]. При этом необходимо различать математическое и физическое рассмотрение обратной задачи эллипсометрии.

Математическое рассмотрение обратной задачи непосредственно связано с численным решением уравнения эллипсометрии $\rho = \text{tg}\psi \exp(i\Delta) = R^{(p)} / R^{(s)}$, где $R^{(p)}$, $R^{(s)}$ – коэффициенты отражения для р- и s-компонент поляризованного света для конкретной модели отражающей системы, и установлением функциональной связи между параметрами этой модели, условиями проведения измерений и значениями поляризационных параметров Δ и Ψ . Отметим, что математическое описание модели отражающей системы для неоднородного поверхностного слоя (ПС) может быть дано функцией распределения показателя преломления по глубине слоя $n(z)$ [2–4].

Физическое рассмотрение обратной задачи эллипсометрии заключается в определении модели отражающей системы, адекватной объекту исследования. Если при математическом рассмотрении обратной задачи эллипсометрии вполне достаточно получить самосогласованность результатов расчета и эксперимента при различных условиях его проведения, то при физическом рассмотрении необходимо получить также согласование эллипсометрических данных с результатами других физико-химических методов исследования свойств и структуры ПС. И только после того, как адекватность модели отражающей системы объекту исследования установлена, т.е. решена обратная задача эллипсометрии в ее физическом рассмотрении, метод эллипсометрии может быть применен для контроля физико-технических параметров исследуемой отражающей системы при тех или иных внешних воздействиях.

Затронем ряд общих методических вопросов, возникающих при решении обратной задачи эллипсометрии неоднородных отражающих систем, рассмотрение которых позволит в дальнейшем объективно судить о возможности метода эллипсометрии при изучении ПС градиентных оптических элементов.

Метод секционирования неоднородной отражающей системы

Эллипсометрический контроль поверхностных слоев градиентных оптических элементов проводится, как правило, при послойном стравливании неоднородного слоя или синтезе многослойных тонкопленочных структур [2–4]. Поскольку определение оптических характеристик ПС в этих случаях проводится каждый раз после нанесения или удаления порции вещества (секции), то в литературе этот метод получил название «метода секционирования». Данный способ определения оптических характеристик неоднородных отражающих систем обладает рядом существенных отличий от традиционного подхода в эллипсометрии, основанного на использовании упрощенной модели исследуемой неоднородной структуры ПС, представляемой в виде однородной изотропной пленки.

При послойном способе анализа оптических свойств градиентных элементов повышается информативность эллипсометрического метода: снимается проблема неоднозначности в измерении толщины, возникает возможность определить распределение показателя преломления по глубине слоисто-неоднородной структуры. Однако неучет ряда методических особенностей применяемого в настоящее время способа определения оптических характеристик неоднородного слоя по методу секционирования зачастую приводит к существенным ошибкам в расчете толщины и показателя преломления элементарного слоя. Отметим, что под понятием «элементарные слои» понимаются слои конечной толщины $d \ll \lambda$, из системы которых составляется модель отражающей системы, эквивалентная по своим поляризационно-оптическим свойствам исследуемому неоднородному слою. В общем случае элементарный слой может быть как однородным, так и неоднородным.

Важнейшими аспектами, определяющими возможность практической реализации преимуществ этого способа определения градиентных характеристик оптических элементов, является алгоритм решения обратной задачи эллипсометрии, метрологические возможности эллипсометрического контроля *in situ* и аппаратная реализация метода.

Для расчета амплитудных коэффициентов отражения от системы однородных слоев используются, как правило, рекуррентные соотношения Скендонна-Баллерини или Абеле [6]. Формулы Скендонна-Баллерини имеют вид:

$$R_{j,0} = [r_{j+1,j} + R_{j-1,0} \cdot \exp(-i2\delta_j)] \cdot [1 + r_{j+1,j} \cdot R_{j-1,0} \cdot \exp(-i2\delta_j)]^{-1} . \quad (1)$$

Здесь $r_{j+1,j}$ – коэффициенты Френеля для границы раздела верхняя среда – j -й слой; $R_{j-1,0}$ – обобщенные коэффициенты Френеля от системы слоев, лежащих ниже j -ой границы раздела сред; δ_j – фазовая толщина j -го тонкого слоя, определяется как $\delta_j = k_0 N_j d_j \cos \varphi_j$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; N_j , d_j , φ_j – показатель преломления, геометрическая толщина и угол преломления для j -го слоя, соответственно.

Обычно поиск неизвестных параметров системы m однородных слоев ведется от подложки методом последовательных шагов, причем находятся параметры только j -го слоя. При таком алгоритме решения обратной задачи эллипсометрии параметры каждого j -ого слоя определяются через все параметры нижележащей структуры. В общем виде эти решения можно записать как

$$n_j = F_1(\psi_j, \Delta_j, n_{j-1}, d_{j-1}, \dots, n_1, d_1) , \quad d_j = F_2(\psi_j, \Delta_j, n_{j-1}, d_{j-1}, \dots, n_1, d_1) \quad (2)$$

Так как значения ψ_j и Δ_j на каждом шаге эллипсометрических измерений определяются с экспериментальной погрешностью $\delta\Delta_j$ и $\delta\psi_j$, то суммарные

погрешности оптических параметров j -ого слоя S_{nj} и S_{dj} должны неизбежно включать в себя погрешности измерения всех предыдущих слоев. Для оценки величины погрешности измерения m -го слоя обычно используют формулы [2, с.90]:

$$S_{nj} = \left(\frac{\partial n}{\partial \psi} \cdot \delta \psi \right)_m + \left(\frac{\partial n}{\partial \Delta} \cdot \delta \Delta \right)_m + \sum_{j=1}^{m-1} \left(\frac{dn_m}{dn_j} \delta n_j + \frac{dn_m}{dd_j} \delta d_j \right), \quad (3)$$

$$S_{dj} = \left(\frac{\partial d}{\partial \psi} \cdot \delta \psi \right)_m + \left(\frac{\partial d}{\partial \Delta} \cdot \delta \Delta \right)_m + \sum_{j=1}^{m-1} \left(\frac{dd_m}{dn_j} \delta n_j + \frac{dd_m}{dd_j} \delta d_j \right). \quad (4)$$

Из соотношений (3), (4) следует, что с ростом числа слоев погрешность определения оптических параметров неоднородных структур будет зависеть от монотонности функции $n(z)$, определяющей необходимую частоту измерений, и возрастает с ростом числа элементарных слоев. Для устранения этого недостатка в [2-4] было предложено несколько способов решения обратной задачи эллипсомерии для многослойной отражающей системы: метод эффективной подложки, метод эффективного слоя, метод пробного слоя (рис. 1).

В методе эффективной подложки поступают следующим образом. По измеренным для предыдущего слоя значениям ψ_{j-1} и Δ_{j-1} , используя формулы Френеля для $R^{(p,s)}$ и уравнение эллипсомерии $\rho = \text{tg} \psi \exp(i\Delta) = R^{(p)}/R^{(s)}$, вычисляют эффективные константы $n_{(j-1)}^*$ и $k_{(j-1)}^*$, т.е. нижележащая система тонких слоев заменяется моделью геометрически плоской границы раздела двух полубесконечных сред. Затем по данным измерений поляризационных углов Δ_j и ψ_j осуществляется расчет толщины d_j и показателя преломления n_j последующего j -го однородного слоя, используя в качестве оптических характеристик неоднородной подложки эффективные параметры $n_{(j-1)}^*$ и $k_{(j-1)}^*$ (рис. 1а).

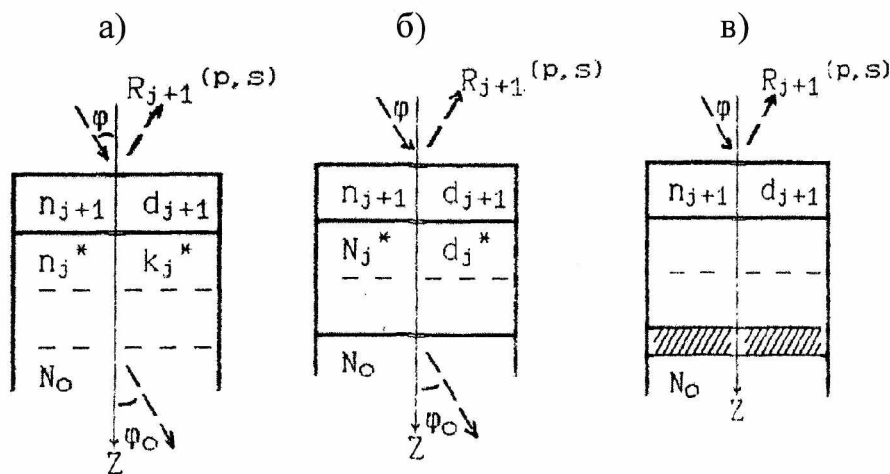


Рис. 1. Методы эллипсометрического анализа многослойных отражающих систем: а) метод эффективной подложки; б) метод эффективного слоя; в) метод пробного слоя. N_0 – показатель преломления однородной подложки

Отметим, что для однородной подложки между коэффициентами отражения p - и s -компонент поляризованного света имеет место следующее соотношение [5]:

$$R_0^{(p)} = R_0^{(s)} (R_0^{(s)} - \cos 2\varphi) \cdot (1 - R_0^{(s)} \cdot \cos 2\varphi)^{-1}. \quad (5)$$

Для неоднородной подложки, т.е. при наличии на поверхности пленки или шероховатого слоя, в эксперименте наблюдается иная угловая зависимость амплитудных коэффициентов отражения $R^{(p,s)}$. Численный анализ возможных методических ошибок, приведенный в [6] для данного метода, показывает, что значения эффективных постоянных неоднородной подложки n^* и k^* определяются не только условиями

проведения эллипсометрических измерений, например изменением угла падения светового пучка, но и способом вычисления этих величин по формулам Френеля.

На основе соотношения (5) в [3] предложены критерии применимости метода эффективной подложки к неоднородному ПС и шероховатой поверхности. Но для его вычисления требуется знать амплитудные коэффициенты отражения, которые могут быть определены только при проведении иммерсионных эллипсометрических измерений в двух средах и при двух углах падения светового пучка, связанных между собой законом Снеллиуса. При указанных выше условиях эллипсометрических измерений можно аналитическим способом решить обратную задачу эллипсометрии для всех оптических параметров отражающей системы «однородная поглощающая пленка – поглощающая подложка» [3, 6].

Желание освободиться от недостатка метода эффективной подложки привело к разработке способа определения оптических параметров многослойной системы по методу эффективного слоя. Сущность этого метода состоит в замене многослойной структуры, лежащей ниже j -го слоя, на слой с некоторыми эффективными параметрами n^* и d^* (рис. 1б). Расчет такой двухслойной системы проводится либо методом последовательных приближений с применением матрицы рассеяния, либо с привлечением наряду с поляризационными параметрами информации о значениях энергетических коэффициентов отражения (поляризационно-энергетический метод [3]).

Задача расчета неоднородных и многослойных структур по данным полученным методом нуль-эллипсометрии может быть решена при помощи двухслойной модели, если исследуемая структура ПС находится на специально подготовленном подслое. Толщина и оптические параметры этого подслоя выбираются так, чтобы при послойном стравливании или синтезе исследуемой структуры ПС погрешность в определении ее оптических характеристик была минимальна. Главное преимущество этого способа исследования неоднородных структур ПС, названного в [3] методом пробного слоя (рис. 1в), заключается в том, что его применимость оправдана при послойном стравливании или синтезе ПС, когда глубокие слои (кроме специального) подвергаются изменениям. Такие изменения могут происходить, например, при ионном и химическом травлении ПС или электронно-лучевой модификации структуры ПС оптического элемента.

Метод математического моделирования оптического профиля

Несмотря на всю привлекательность метода эллипсометрического анализа, проводимого при послойном стравливании ПС с последующей реконструкцией профиля показателя преломления, этот способ определения оптических характеристик неоднородных отражающих систем обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, он является разрушающим, что не всегда приемлемо в условиях технологического контроля качества обработки поверхности детали или при создании модифицированной структуры ПС оптического элемента с заданными физико-химическими свойствами. Во-вторых, он мало пригоден для изделий выполненных из химически нестойких и многокомпонентных материалов – из-за сложности подбора химического травителя, обеспечивающего отсутствие селективности при травлении ПС. В-третьих, некоторые прямые и косвенные данные, полученные современными методами исследования шероховатой поверхности оптических элементов, позволяют утверждать, что при послойном травлении нарушается геометрический рельеф границы раздела каждого элементарного слоя. В результате этого исследуемая отражающая система может стать неадекватной исходной [2–4].

От недостатков способа секционирования должен быть свободен неразрушающий метод анализа многослойных и неоднородных систем, основанный на методе математического моделирования. Для успешного применения неразрушающего способа эллипсометрического контроля оптических характеристик градиентных элементов необходимо обеспечить рациональный метод расчета неизвестных параметров отражающей системы. На таких моделях, как однородный слой, трехслойная система однородных слоев, система линейный слой – однородный слой, были опробованы методы Дэвидона и Флейчера-Ривса, основанные на применении частных производных целевой функции по независимым переменным, а также метод Розенброка, известный в литературе как метод вращения осей координат, поскольку поиск параметров исследуемой системы в окрестности выбранной начальной точки ведется именно таким образом.

Анализ возможных математических решений обратной задачи эллипсометрии показал, что методы Дэвидона и Флетчера-Ривса дают неудовлетворительные результаты при поиске параметров неоднородных отражающих систем. В то же время многократное применение метода Розенброка может в ряде случаев привести к точному решению обратной задачи эллипсометрии для сложных отражающих систем. Но, к сожалению, даже самый тщательный выбор начальных точек поиска неизвестных параметров отражающей системы не гарантирует нахождение глобального экстремума целевой функции.

Известно, что число задач отражения света от неоднородного слоя, допускающих точное решение волнового уравнения, весьма ограничено. Для наклонного падения светового пучка решение задачи отражения для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания обычно описывается либо через комбинации сложных функций Бесселя, Неймана, либо через степенные ряды (например, для экспоненциальной зависимости $\varepsilon(z)$ [7], либо с помощью гамма-функций (например, для профиля Эпштейна [8]). Хотя эти решения имеют весьма большое теоретическое значение и раскрывают ряд важных закономерностей в изменении состояния поляризации отраженного светового пучка от неоднородных отражающих систем, однако они не снимают существующих проблем при решении целого ряда прикладных задач методом эллипсометрии. Поэтому целесообразно использовать приближенные решения обратной задачи эллипсометрии, в частности, основанные на обобщенном уравнении эллипсометрии в приближении Друде-Борна [9].

Проведем анализ ошибок, возникающих при расчете оптических параметров неоднородных поверхностных слоев по уравнениям эллипсометрии в приближении Борна и по обобщенному уравнению Друде-Борна. Поскольку разработанные методы эллипсометрии в дальнейшем используются при контроле качества изготовления оптических внутрирезонаторных элементов ионных лазеров, выполненных из кварцевого стекла, то анализ ошибок проводится для среды, показатель преломления которой при $\lambda=0,6328$ мкм равен $n_0=1,4570$. Для оптического профиля, заданного экспоненциальной функцией следующего вида:

$$n(z) = n_1 n_0 \left[n_1^2 + (n_0^2 - n_1^2) \exp(-z/d) \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

где n_0 , n_1 – показатели преломления в объеме стекла и на поверхности (при $z = 0$), известно точное решение задачи отражения для поляризованного света [7].

На рис. 2 показано изменение величины ошибки в расчете поляризационных углов Δ и ψ по уравнению Борна в зависимости от характеристических параметров n_1 и d оптического профиля ПС (6) (прямая задача эллипсометрии). Для каждой кривой, приведенной на рис. 2а,б, указана величина отклонения показателя преломления ПС от объемного значения, равная $\delta n = (n_1 - n_0)$. На рис. 3 показаны ошибки в расчете показателя преломления и толщины ПС по уравнению Борна.

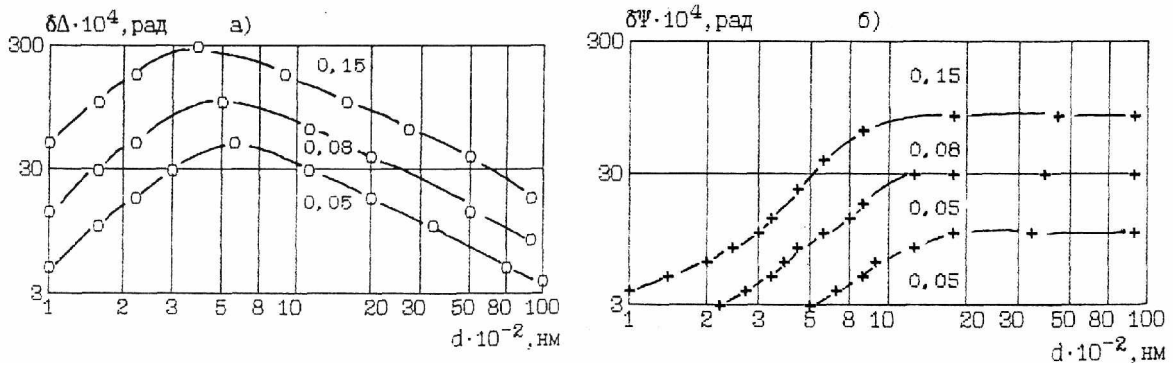


Рис. 2. Ошибки расчета поляризационных параметров Δ (а) и ψ (б) для экспоненциального поверхностного слоя кварцевого стекла по уравнению эллипсометрии в приближении Борна

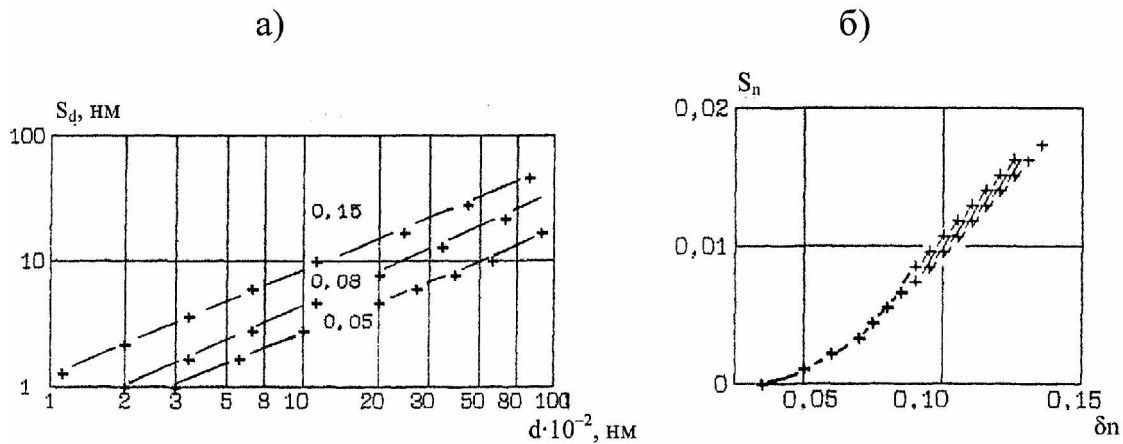


Рис. 3. Ошибки расчета толщины (а) и показателя преломления (б) по уравнению эллипсометрии в приближении Борна для экспоненциальной функции профиля показателя преломления поверхностного слоя

Необходимо отметить, что если максимальная ошибка в расчете толщины ПС и величины отклонения показателя преломления ПС от объемного значения для экспоненциальной зависимости (б) по уравнению Борна не превышает 8–10%, то применение обобщенного уравнения эллипсометрии Друде-Борна уменьшает эту ошибку до 2–3%.

Таким образом, при анализе поляризационно-оптических свойств неоднородных поверхностных слоев, имеющих сложный вид оптического профиля ПС, образующийся, в частности, при модификации структуры поверхности оптического элемента ионными или электронными пучками, допустимо использовать обобщенное уравнение эллипсометрии в приближении Друде-Борна, позволяющее в рамках экспериментальной погрешности измерений дать оценку качества поверхности детали при различных режимах ее технологической обработки.

Литература

1. Azzam R.M.A. A perspective on ellipsometry. // Surface Sci. 1976. V.56. P. 6–17.
2. Эллипсометрия – метод исследования поверхности. / Под ред. А.В. Ржанова, Новосибирск: Наука, 1983. 180 с.
3. Эллипсометрия: теория, методы, приложение. / Под ред. А.В. Ржанова и Л.А. Ильина, Новосибирск: Наука, 1987. 192 с.

4. Эллипсометрия: теория, методы, приложение. / Под ред. К.К. Свиташева. Новосибирск: Наука, 1991. 200 с.
5. Azzam R.M.A. Direct relation between Fresnel's interface reflection coefficients for the parallel and perpendicular polarizations. // J.Opt.Soc.Am. 1979. V.69. №7. P.438–445.
6. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л., 1986. 152 с.
7. Пшеницын В.И., Антонов В.А., Абаев М.И. Применение точных и приближенных решений уравнений Максвелла в эллипсометрии неоднородных слоев. // Опт. и спектр. 1988. Т.65. В. 3. С. 621–627.
8. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: изд. АН СССР, 1957.
9. Антонов В.А., Пшеницын В.И., Храмовский И.А. Уравнение эллипсометрии для неоднородных и анизотропных поверхностных слоев в приближении Друде-Борна // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. В.4. С. 828–831.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТИ АВТОРЕФЛЕКСИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВСЛЕДСТВИЕ ВИНЬЕТИРОВАНИЯ

А.М. Ворона

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор И.А. Коняхин

В статье приводятся результаты экспериментального исследования процессов виньетирования и возникающих в связи с ними погрешностей измерения в авторефлексионных схемах. Делается вывод о систематическом характере возникающих погрешностей и возможности компенсации их на этапе компьютерной обработки кадра.

Введение

Автоколлимационные и авторефлексионные измерительные системы широко используются для контроля угловых и линейных смещений в производственной и научной деятельности [1]. Преимуществом таких систем является пассивная схема измерения, в соответствии с которой на контролируемом объекте располагается стеклянный или призмный контрольный элемент. На рис 1 изображена структура измерительной схемы, на которой 1 – источник излучения, 2 – контрольный элемент, 3 – объектив, 4 – матричный фотоприемник. Контрольный элемент отражает пучок приемо-излучающего автоколлиматора, при этом ориентация этого пучка определяет измеряемую угловую или линейную координату контролируемого объекта.

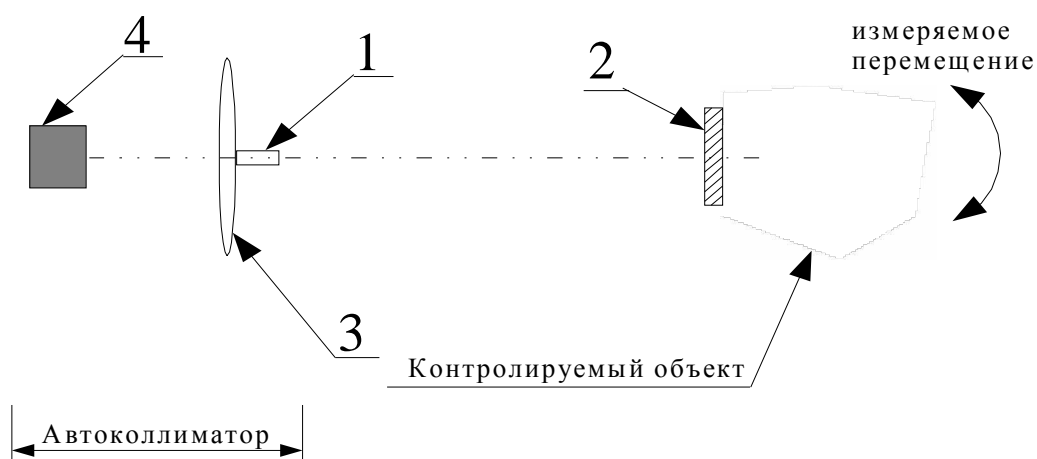


Рис. 1. Структура измерительной схемы

Диапазон измерения автоколлимационных и авторефлексионных систем ограничивается характерной погрешностью вследствие виньетирования принимаемого пучка.

Рассматриваемая составляющая погрешности возникает из-за неодинакового виньетирования элементарных пучков лучей, формирующих изображение марки излучающего канала автоколлиматора в плоскости анализа приемного канала автоколлиматора и расположенных симметрично относительно оптической оси (рис. 2). Виньетирующими элементами являются расположенные последовательно по ходу пучка оправы оптических элементов: контрольного элемента, объектива излучающей системы и объектива приемной автоколлиматора. Виньетирование приводит к искажению формы регистрируемого изображения, что приводит к неверному определению его координат. При типичных значениях размера изображения в плоскости анализа (единицы элементов анализатора) возникающее искажение формы практически не поддается детектированию и полностью не поддается исправлению.

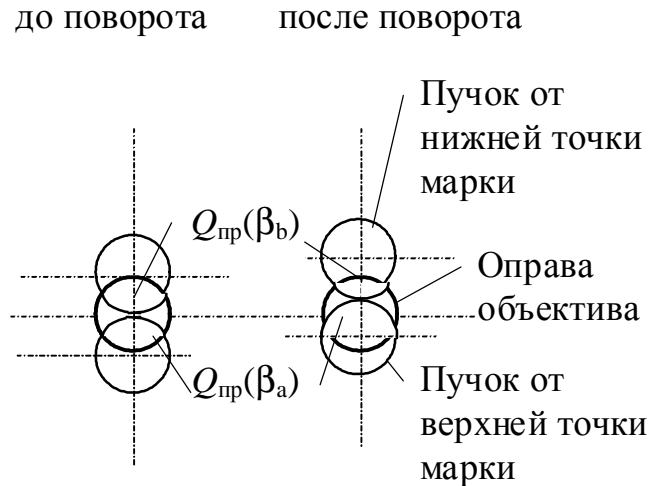


Рис. 2. Сечения пучков от различных точек марки оправой приемного объектива

Однако теоретические расчеты и компьютерные модели [2] позволяют предположить, что рассматриваемая погрешность носит систематический характер и может быть устранена на этапе компьютерной обработки анализируемого кадра.

Результаты экспериментального исследования

Для проверки данных, полученных путем теоретических расчетов, а также для выработки практических рекомендаций был произведен эксперимент. Экспериментальная установка была построена в соответствии с авторефлексионным методом измерения (рис. 3). Структурная схема включает источник излучения (1), изображение (1') источника зеркалом (2), объектив (3), матричный фотоприемник (4) и блок компьютерной обработки кадра (5).

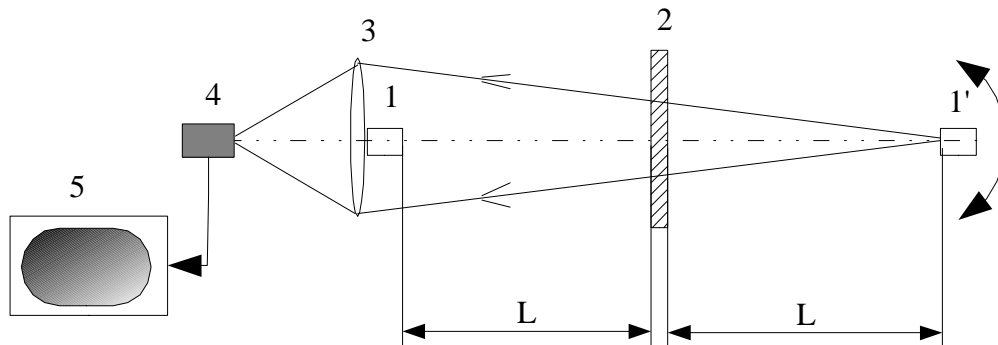


Рис. 3. Структурная схема авторефлексионной системы

Особенностью экспериментальной системы является использование специально разработанного адаптивного программного обеспечения. Используемое программное средство позволяет экспериментатору задавать параметры пороговой и медианной фильтрации, алгоритм первичного поиска изображения и параметры алгоритма взвешенного суммирования вплоть до написания дополнительных этапов обработки, не предусмотренных авторами.

Полученные в результате эксперимента изображения представлены на рис. 4.

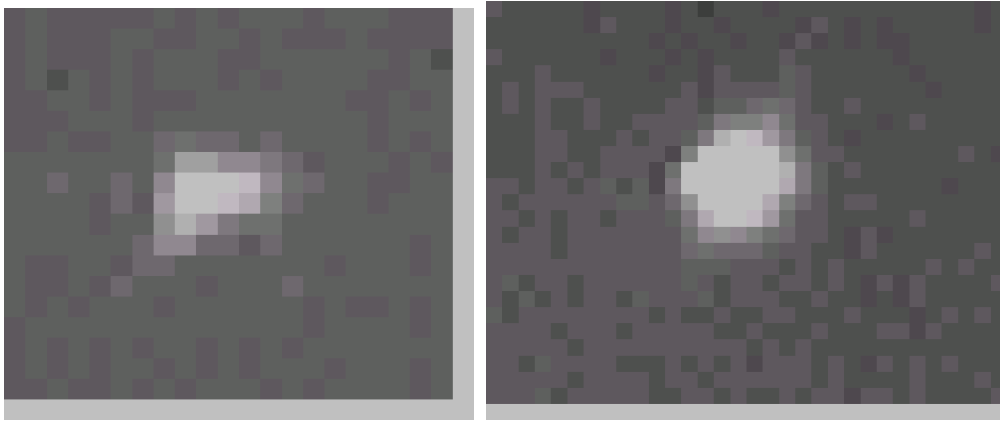


Рис. 4. Вид изображения в плоскости анализа. Полное и виньетированное изображение светодиода

Экспериментальные исследования показали, что статическая характеристика исследуемой системы линейна в диапазоне измерения ± 10 угл. мин. Оценка среднеквадратического значения случайной составляющей погрешности измерения не превосходит 0.35 угл. сек.

Систематическая погрешность измерения определяется виньетированием пучка, формирующего изображение светодиода, и при отсутствии компенсации составляет величину до 25 угл. сек. для крайних точек указанного диапазона измерения (рис. 5).

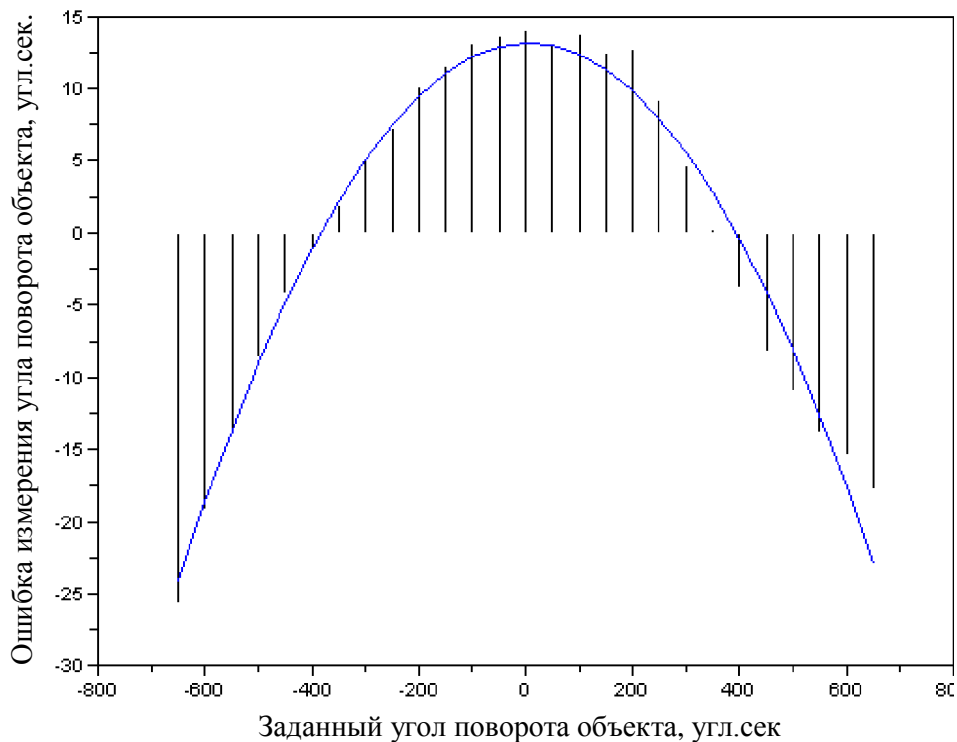


Рис. 5. Значения ошибки измерения угла поворота объекта и ее квадратичная аппроксимация

Среднее значение ошибки измерения угла поворота объекта при учете влияния виньетирования составляет 1.34 угл. сек. Используя для компенсации погрешности полученные теоретическим путем функции, можно дополнительно уменьшить значение ошибки измерения угла поворота объекта до уровня случайной составляющей погрешности.

Заключение

1. Вид зависимости внесенной виньетированием погрешности позволяет отнести ее к систематическим погрешностям.
2. Внесенная виньетированием погрешность может быть скомпенсирована на этапе компьютерной обработки кадра.

Литература

1. Афанасьев В.А., Жилкин А.М., Усов В.С. Автоколлимационные приборы. М.: Недра, 1982.
2. Хуснутдинов Р.М. Влияние ограничения световых пучков на погрешность измерения следящего фотоэлектрического автоколлиматора. // ОМП. 1989. №7. С. 21.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ МЕХАНИЗМЕ РАССЕЯНИЯ

Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,

профессор Н.Н. Розанов

(НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова»)

В статье рассматривается поляризация излучения, рассеянного на неоднородности скорости движения цилиндрической частицы. Рассмотрен эффект поворота плоскости поляризации для прошедшего и рассеянного излучения. Определена зависимость поляризации рассеянной волны от параметров поляризации падающего излучения.

Введение

В статьях [1] и [2] было рассмотрено рассеяние на неоднородностях скорости движения среды для частиц цилиндрической и сферической формы. В случае цилиндра были получены аналитические выражения для напряженности электромагнитного поля, а для случая сферы задача была решена численно. В данной работе мы рассмотрим изменение поляризации вследствие прохождения электромагнитного поля через вращающуюся цилиндрическую частицу. Здесь мы ограничимся случаями распространения волны перпендикулярно и вдоль оси вращения.

Поляризацию рассеянного излучения будем рассматривать при помощи параметров Стокса, так как они представляют полную систему величин, необходимых для характеристики интенсивности и состояния поляризации. В статье получены аналитические выражения, связывающие параметры Стокса рассеянной волны с параметрами Стокса падающего излучения.

Общие соотношения

Пусть плоская волна с произвольным состоянием поляризации падает на вращающуюся частицу, окруженной средой с тем же показателем преломления (рис. 1). Электрическая составляющая падающей волны представляется двумя составляющими поля E_{01} и E_{02} в системе координат, связанной с падающей волной. Рассеянная волна будет определяться составляющими электрического поля E_1 и E_2 в системе отсчета, связанной с рассеянной волной.

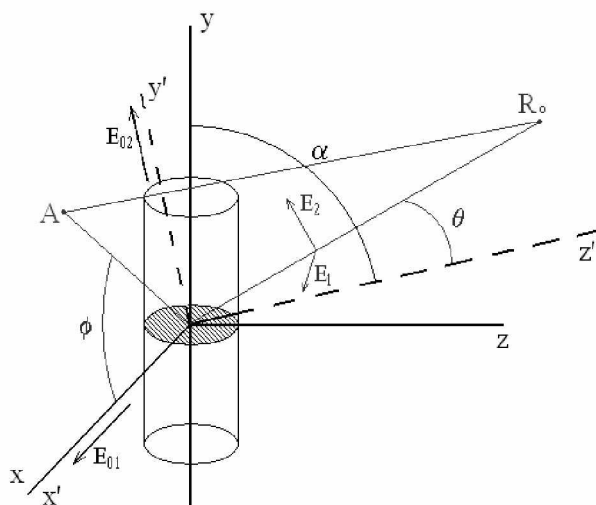


Рис. 1. Модель частицы

Параметры Стокса рассеянной волны (I, Q, U, V) будем находить через параметры Стокса падающего излучения (I_0, Q_0, U_0, V_0) посредством линейного преобразования [3, 4]

$$(I, Q, U, V) = F \cdot (I_0, Q_0, U_0, V_0), \quad (1)$$

где F – матрица с 16 компонентами, каждый из которых является вещественным числом. Для нахождения F в уравнении (1) будем исходить из матрицы преобразования

для амплитуд $\begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix}$, удовлетворяющей условию [4]

$$\begin{pmatrix} E_1(\theta, \varphi) \\ E_2(\theta, \varphi) \end{pmatrix} = \frac{e^{i \cdot k \cdot R_0}}{R_0} \cdot \begin{pmatrix} A_2(\theta, \varphi) & A_3(\theta, \varphi) \\ A_4(\theta, \varphi) & A_1(\theta, \varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{01} \\ E_{02} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где E_1, E_2 – компоненты электрического поля рассеянной волны, а E_{01}, E_{02} – компоненты электрического поля падающей волны, R_0, θ, φ – координаты рассеянной волны в сферической системе координат.

Для нахождения матрицы преобразования введем вещественные числа

$$M_k = A_k \cdot A_k^*; S_{kj} = S_{jk} = \frac{1}{2} (A_k \cdot A_j^* + A_j \cdot A_k^*); D_{kj} = -D_{jk} = \frac{i}{2} (A_k \cdot A_j^* - A_j \cdot A_k^*), \quad (3)$$

где $k, j = 1, 2, 3, 4$.

Используя (2) и (3), получаем преобразование для (I, Q, U, V) , определяемое матрицей

$$F = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(M_1 + M_2 + M_3 + M_4) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 + M_4 - M_1) & S_{23} + S_{41} & -D_{23} - D_{41} \\ \frac{1}{2}(M_2 + M_3 - M_4 - M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 - M_4 + M_1) & S_{23} - S_{41} & -D_{23} + D_{41} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} - S_{31} & S_{21} + S_{34} & -D_{21} + D_{34} \\ D_{24} + D_{31} & D_{24} - D_{31} & D_{21} + D_{34} & S_{21} - S_{34} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Однако, если присутствует поворот плоскости поляризации на угол ψ , то параметры Стокса рассеянной волны будут определяться путем другого линейного преобразования, отличного от F [5]

$$(I, Q, U, V) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\psi) & \sin(2\psi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\psi) & \cos(2\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot F \cdot (I_0, Q_0, U_0, V_0). \quad (5)$$

Поворот плоскости поляризации

Определим поворот плоскости поляризации для рассеянного излучения при падении плоской волны параллельно и перпендикулярно оси вращения частицы. Задача сводится к определению «геометрического» поворота, связанного с положением точки наблюдения.

Определим для начала систему отсчета, в которой будем рассматривать поворот. Очевидно, что данная система отсчета будет лежать в плоскости, перпендикулярной направлению распространения рассеянной волны, определяемым углами θ и φ , т.е. плоскости, содержащей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 . Рассмотрим вектор

$$\mathbf{N} = [\mathbf{n}_0 \times \mathbf{n}_{\text{расс}}] = \left[\mathbf{n}_0 \times \frac{\mathbf{R}_0}{|\mathbf{R}_0|} \right], \quad (6)$$

где \mathbf{R}_0 – радиус-вектор точки наблюдения, \mathbf{n}_0 – единичный вектор, направленный вдоль падающего излучения. Для падения вдоль оси вращения частицы (ось y) $\mathbf{n}_0 = (0, 1, 0)$, а для падения перпендикулярно оси вращения (ось z) $\mathbf{n}_0 = (0, 0, 1)$.

Из (6) видно, что вектор \mathbf{N} перпендикулярен \mathbf{R}_0 , следовательно, лежит в плоскости, содержащей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 . Отсюда, зная \mathbf{N} , нетрудно определить угол поворота плоскости поляризации

$$\cos(\psi) = \frac{(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{N})}{|\mathbf{E}_1| \cdot |\mathbf{N}|}. \quad (7)$$

Для падения излучения параллельно и перпендикулярно оси вращения частицы получаем

$$\psi = \varphi, \quad (8)$$

т.е. определяется положением точки наблюдения R_0 по углу φ в сферических координатах.

Подставляя этот угол в (5) и используя (2)–(4), получаем выражения для линейного преобразования параметров Стокса (I, Q, U, V) для двух случаев падения излучения. Для падения плоской монохроматической волны параллельно и перпендикулярно оси вращения частицы имеем

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = 4 \cdot \frac{K^2}{C_\alpha} \cdot M \cdot \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$K = \frac{1}{2} \Omega \frac{n^2 - 1}{c n} \frac{\sin(kh C_k)}{C_k} r_0^2 J_2(k r_0 \gamma), \quad (10)$$

$$C_k = \begin{cases} \cos(\theta) + 1, & \text{при } \alpha = 0 \\ \sin(\theta) \sin(\varphi), & \text{при } \alpha = \frac{\pi}{2} \end{cases}, \quad \gamma = \begin{cases} \sin(\theta), & \text{при } \alpha = 0 \\ \sqrt{\sin^2(\theta) \cos^2(\varphi) + (\cos(\theta) - 1)^2}, & \text{при } \alpha = \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

$$C_\alpha = \begin{cases} 1, & \text{при } \alpha = 0 \\ \frac{\cos^4(\varphi)(\cos(\theta) + 1)^2 + (\cos(\theta) - 1)^2 + 2 \cdot \cos^2(\varphi) \sin^2(\theta)}{\sin^2(\theta) \sin^2(\varphi)}, & \text{при } \alpha = \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

Ω – круговая частота вращения частицы, n – показатель преломления среды, c – скорость света, k – волновое число, h – полудлина цилиндра, r_0 – радиус основания цилиндра, J_2 – функция Бесселя второго порядка.

Поляризация рассеянного излучения

Пусть на вращающуюся частицу падает плоская монохроматическая волна с линейной поляризацией, в простейшем случае описываемая параметрами Стокса $(I_0, Q_0, 0, 0)$. Для простоты расчетов будем рассматривать случаи для перпендикулярного и параллельного к оси вращения падения. Путем линейного преобразования, определяемого (9) и (10), находим параметры Стокса рассеянной волны. В данном случае $Q_0 = I_0$, поэтому имеем

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = 4 \frac{K^2}{C_\alpha} I_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Выражение (11) отвечает линейно поляризованному свету, о чем свидетельствует нулевое значение параметра V . Для определения положения вектора поляризации относительно векторов \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 дадим геометрическое представление волны с линейной поляризацией. Параметры Стокса в геометрических обозначениях будут иметь вид [4]

$$\begin{aligned} I &= a^2, & Q &= a^2 \cos 2\chi, \\ U &= a^2 \sin 2\chi, & V &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Из (12) видно, что при повороте точки наблюдения R_0 на угол φ в сферических координатах вектор \mathbf{a} повернется на угол

$$\chi = -\varphi. \quad (13)$$

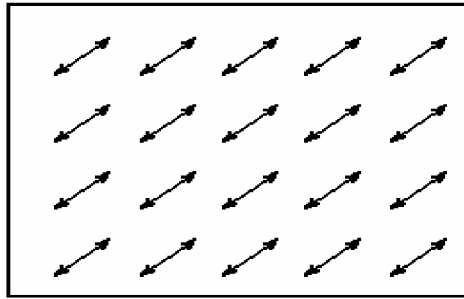


Рис. 2. Положение векторов на экране

Это означает, что если в какой-либо точке пространства расположить экран, то, исходя из (7), (8) и (13), на экране ориентация вектора поляризации будет постоянна (рис. 2). Однако интенсивность в каждой точке экрана будет различной и будет определяться (11)

$$I = 4 \frac{K^2}{C_\alpha} I_0. \quad (14)$$

Для иллюстрации приведем схематическое изображение векторов поляризации на экране (интенсивности, для упрощения, возьмем равными, так как зависимости их от углов θ и φ есть сложные функции, определяемые многими параметрами).

Также стоит отметить, что ориентация вектора поляризации будет определяться ориентацией при $\varphi = 0$.

Поляризация полного поля

Так как волны когерентны [1, 2], то параметры Стокса полного поля нельзя определить суммированием параметров Стокса обеих волн [4]. Однако состояние поляризации суммарной волны можно определить при помощи матрицы когерентности, которая равна сумме матриц когерентности каждой из волн. Запишем ее для монохроматической волны [6]

$$I_{\Sigma\alpha\beta} = \begin{pmatrix} E_{\Sigma 1} E_{\Sigma 1}^* & E_{\Sigma 1} E_{\Sigma 2}^* \\ E_{\Sigma 2} E_{\Sigma 1}^* & E_{\Sigma 2} E_{\Sigma 2}^* \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где звездочкой обозначено комплексное сопряжение.

Выражая матрицу когерентности через параметры Стокса, получаем выражение

$$I_{\Sigma\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I_{\Sigma} + Q_{\Sigma} & U_{\Sigma} + iV_{\Sigma} \\ U_{\Sigma} - iV_{\Sigma} & I_{\Sigma} - Q_{\Sigma} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где $(I_{\Sigma}, Q_{\Sigma}, U_{\Sigma}, V_{\Sigma})$ – параметры Стокса суммарной волны.

Заключение

Параметры Стокса рассеянной волны можно определить путем простого линейного преобразования параметров Стокса падающего излучения. Матрица преобразования определяется матрицей преобразования для амплитуд поля и матрицей преобразования, определяющей поворот плоскости поляризации, т.е. полностью описывает поле рассеянного излучения. Интенсивности рассеянного излучения очень малы, поэтому представляет интерес использование интерференционно-поляризационных приборов, так как они обладают большой чувствительностью. Отметим, что положение вектора электрической составляющей поля на экране постоянно во всех точках экрана, что значительно облегчает наблюдение и анализ рассеянного излучения.

Литература

1. Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. О дифракции света на неоднородностях скорости движения среды. // Известия РАН. Сер. физическая, 2005. Т. 69. №8. С.1139–1142.
2. Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. О рассеянии на неоднородностях скорости движения среды. // Оптика и спектроскопия, 2006.
3. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981.
4. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Издательство иностранной литературы, 1961.
5. Чандрасекар Л. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ., 1953.
6. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ С ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ГОЛОГРАММЫ ОСВЕЩЕНИЕМ СО СТОРОНЫ ОБЪЕКТА

О.В. Майорова

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.Т. Прокопенко

В работе рассматривается способ оптической обработки двухэкспозиционных голограмм. Способ позволяет определить смещение и деформации поверхности диффузно отражающих объектов. Восстановление с двухэкспозиционной голограммы интерферирующих волновых полей осуществляется неразведенным когерентным излучением со стороны исследуемого объекта. Регистрация интерференционной картины производится в направлении исходного опорного пучка.

В работе рассматривается новый подход к оптической обработке двухэкспозиционных голограмм. В отличие от известных способов съема информации при расшифровке голографических интерферограмм, предлагаемый способ избавляет от необходимости диафрагмировать действительное изображение объекта с целью выделения анализируемой точки поверхности. Это достигается за счет реализации условий восстановления и регистрации интерферограммы, обеспечивающих соответствие координат точки голограммы при заданном направлении распространения восстанавливающего пучка точке поверхности объекта с эквивалентным направлением наблюдения.

В предлагаемом способе восстановление интерферирующих волновых фронтов осуществляется посредством освещения голограммы неразведенным лазерным пучком со стороны объекта. При этом интерференционная картина наблюдается в направлении распространения исходного опорного пучка, используемого при записи голограммы.

На рис. 1 представлены элементы физической системы для реализации предлагаемого способа, где \mathbf{P} и \mathbf{P}' – соответствующие элементы поверхности объекта, смещение которых между экспозициями определяется вектором \mathbf{d} ; \mathbf{r}_0 и \mathbf{r}_H – единичные векторы соответственно для направления распространения света, освещающего окрестность исследуемой точки поверхности (на стадии регистрации голограммы), и света, распространяющегося в направлении наблюдения (на стадии восстановления); \mathbf{S} – опорный пучок; \mathbf{S}' – освещающий объект пучок; \mathbf{S}'' – восстанавливающий пучок; \mathbf{H} – голограмма; \mathbf{E} – плоскость регистрации.

На стадии регистрации голограммы объект освещается волной \mathbf{S}' . Свет, рассеянный поверхностью объекта, регистрируется фотопластинкой \mathbf{H} одновременно с опорной волной \mathbf{S} . Прозэкспонированную и проявленную фотопластинку возвращают на место экспонирования. На стадии восстановления голограмма \mathbf{H} освещается неразведенным лазерным пучком \mathbf{S}'' со стороны объекта (в отсутствие объекта). Восстановленные с голограммы световые пучки образуют интерференционную картину, по которой определяют искомые деформации. Поскольку при восстановлении пучок \mathbf{S}'' освещает голограмму со стороны объекта, восстановление волнового фронта происходит в направлении распространения исходной опорной волны \mathbf{S} . На этом же направлении осуществляется и регистрация интерферограммы.

Покажем, что восстановленные с голограммы световые пучки образуют в направлении распространения исходной опорной волны интерференционную картину, в которой содержится информация о векторе смещения.

На стадии регистрации световые волны, рассеянные элементами \mathbf{P} и \mathbf{P}' , записываются на голограмме в точках \mathbf{C} и \mathbf{D} соответственно с фазами φ и φ' :

$$\varphi_C = (\varphi_0 - \varphi_{D'C}) - (\varphi'_0 - \varphi_{PC}),$$

$$\varphi_D = \varphi_0 - (\varphi'_0 - \varphi_{MP'} - \varphi_{P'D}),$$

$$\varphi_{MP'} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{d} \cdot \mathbf{r}_0, \quad (1)$$

где φ_0 – некоторая произвольная фаза, приписываемая опорной волне в точке D (D'); φ'_0 – фаза освещающей волны в точке P; $\varphi_{D'C}, \varphi_{PC}, \varphi_{P'D}$ – изменение фазы волн на отрезках D'C, PC и P'D, соответственно; $\varphi_{MP'}$ – изменение фазы волны на отрезке MP'; λ – длина волны света.

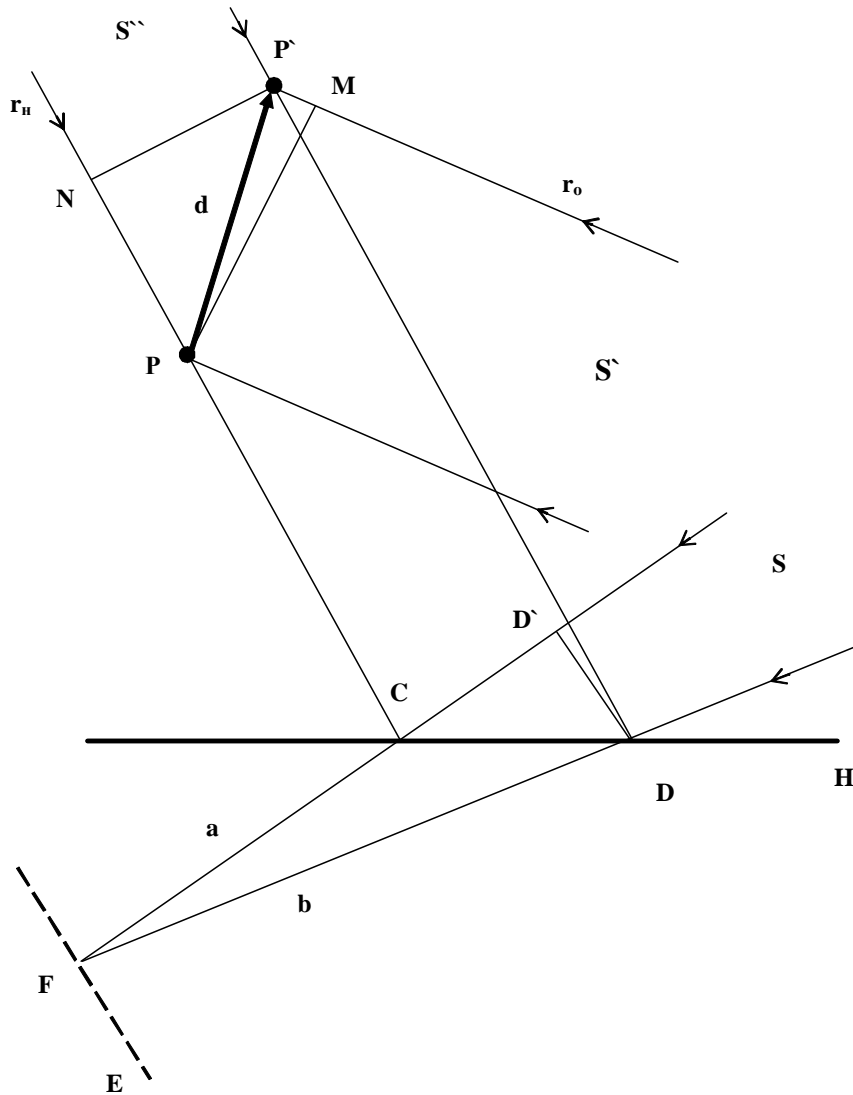


Рис. 1. Восстановление интерферирующих волновых фронтов.

На стадии восстановления голограмма освещается пучком S'' . Восстанавливающая волна в точках C и D голограммы имеет фазы φ_C^B и φ_D^B :

$$\begin{aligned} \varphi_C^B &= \varphi_0'' - \varphi_{NP} - \varphi_{PC}, \\ \varphi_D^B &= \varphi_0'' - \varphi_{P'D}, \\ \varphi_{NP} &= \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{d} \cdot \mathbf{r}_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ_0'' – фаза восстанавливающей волны в точке P'(N); $\varphi_{PC}, \varphi_{P'D}$ – изменение фазы волны на отрезках PC и P'D; φ_{NP} – изменение фазы волны на отрезке NP.

Из выражений (1) и (2) находится разность фаз δ восстановленных с голограммы лучей a и b в точке наблюдения F :

где $\varphi_{CF}, \varphi_{DF}$ – изменение фазы волны на отрезках CF и DF соответственно.

Учитывая, что $\varphi_{DF} = \varphi_{D'C} + \varphi_{CF}$, получаем

$$\begin{aligned} \delta &= (\varphi_D + \varphi_D^B - \varphi_{DF}) - (\varphi_C + \varphi_C^B - \varphi_{CF}) = \\ &= (\varphi_0 - \varphi'_0 + \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot r_0 + \varphi_{P'D} + \varphi''_0 - \varphi_{P'D} - \varphi_{DF}) - \\ &- (\varphi_0 - \varphi_{D'C} - \varphi'_0 + \varphi_{PC} + \varphi''_0 - \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot r_n - \varphi_{PC} - \varphi_{CF}) \\ \delta &= \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot (r_0 + r_n), \end{aligned} \tag{3}$$

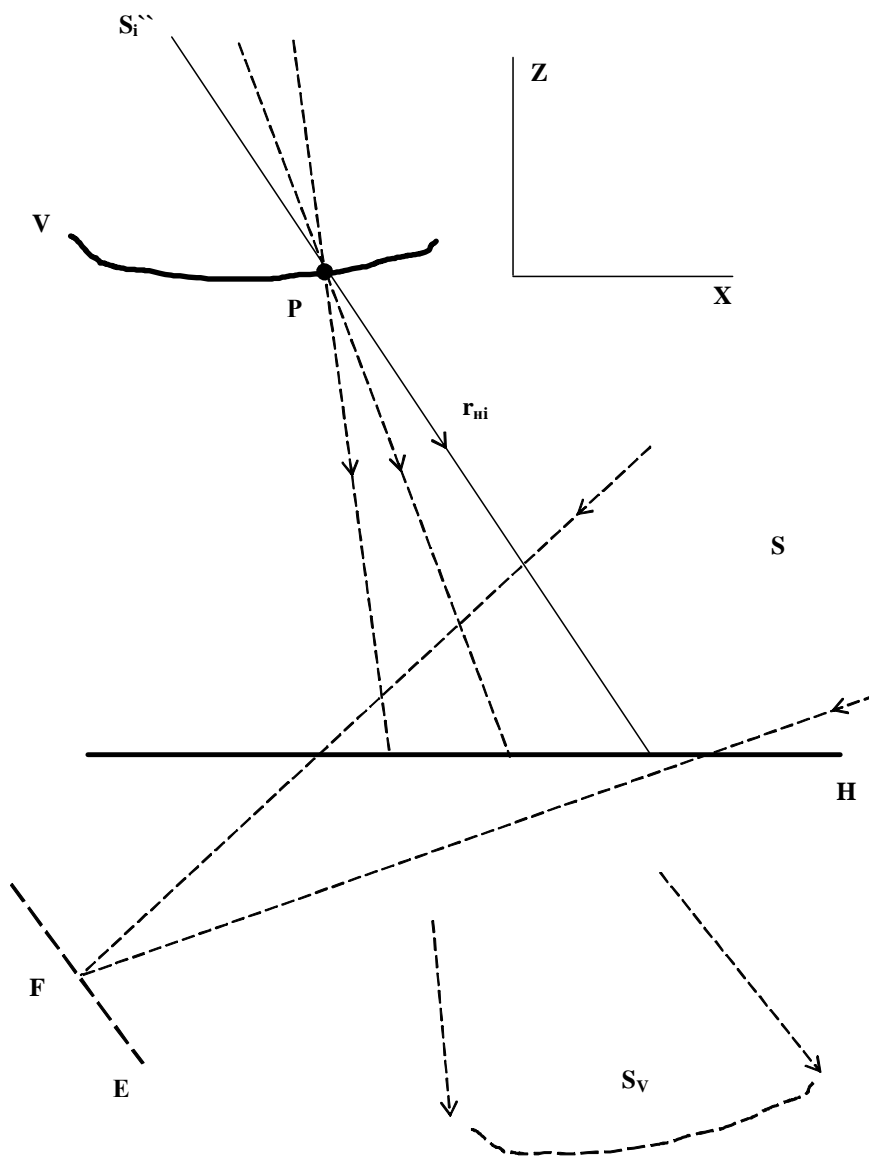


Рис. 2. Геометрия схемы восстановления голограммы

Из полученного выражения следует, что в разности фаз восстановленных интерферирующих лучей содержится информация о векторе смещения. Полученное выражение полностью совпадает с уравнением для интерпретации интерференционных полос

в методе Александра и Бонч-Бруевича [2]. Соотношение (3) дает возможность определить вектор смещения \mathbf{d} , зная направление освещения объекта \mathbf{r}_o и направление наблюдения \mathbf{r}_n .

На рис. 2 представлена геометрия схемы восстановления, где \mathbf{H} – голограмма, \mathbf{V} – мнимое изображение поверхности объекта, \mathbf{P} – анализируемая точка поверхности объекта, \mathbf{E} – плоскость регистрации, \mathbf{S}_V – волна, восстанавливаемая с голограммы во время освещения голограммы опорным пучком \mathbf{S} , \mathbf{r}_{ni} – единичный вектор, характеризующий различные направления наблюдения точки \mathbf{P} , \mathbf{S}'' – восстанавливающий пучок.

Нахождение искомого вектора смещения \mathbf{d} для анализируемой точки поверхности объекта производится путем решения системы уравнений, получаемых из (3) для различных направлений наблюдения \mathbf{r}_{ni} [2]. В настоящем способе направление наблюдения \mathbf{r}_n и направление распространения восстанавливающего пучка \mathbf{S}'' совпадают (рис. 1), так как, эквивалентное направление наблюдения определяется восстанавливающим пучком. Поэтому различные направления наблюдения \mathbf{r}_{ni} задаются изменением направления распространения восстанавливающего пучка \mathbf{S}'' . При этом при каждом изменении направления пучка \mathbf{S}'' регистрируется количество полос, «пробежавших» через точку наблюдения \mathbf{F} . Соответствующее изменение фазы $\delta_{i,i+1}$ подставляется в левую часть уравнения (3), причем

$$\delta_{i,i+1} = 2\pi N_{i,i+1},$$

где $N_{i,i+1}$ – количество полос, «пробежавших» через точку наблюдения \mathbf{F} при изменении направления освещения голограммы от \mathbf{S}_i'' до \mathbf{S}_{i+1}'' .

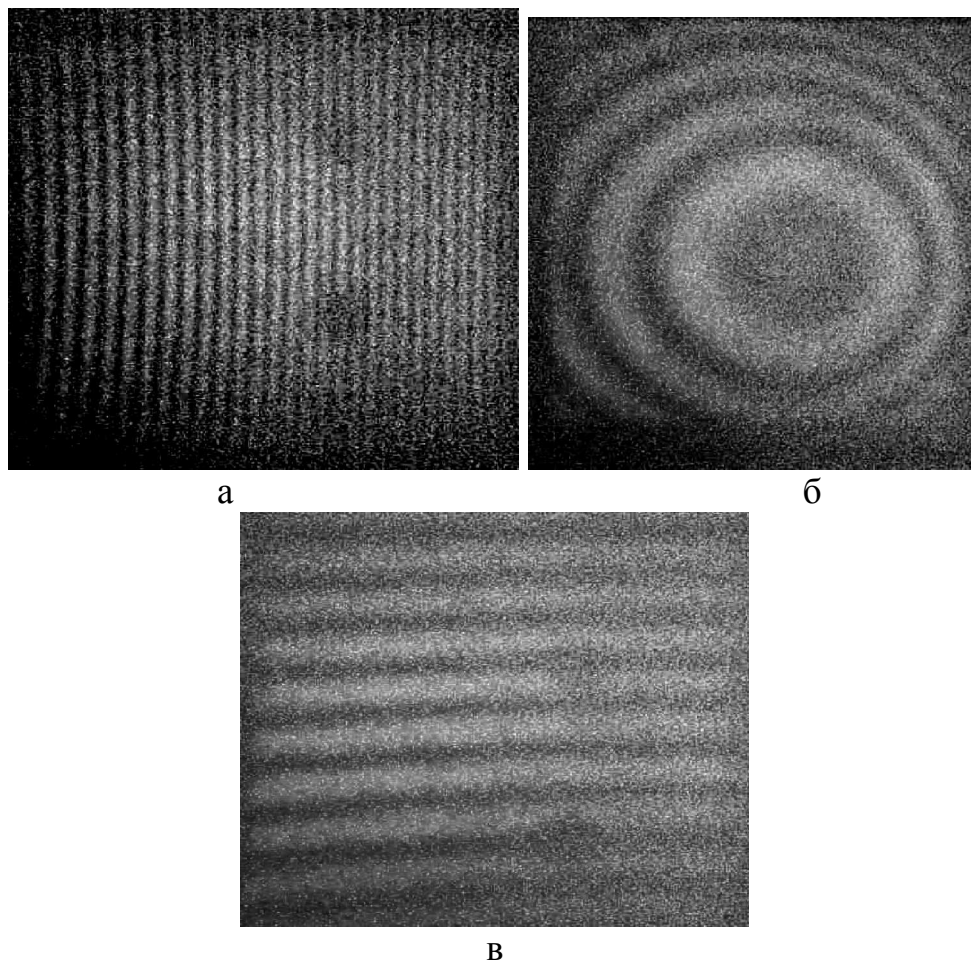


Рис. 3. Голографические интерферограммы для различных видов смещения объекта: а – смещение объекта как целого вдоль оси X на величину 50 мкм; б – смещение объекта вдоль оси Z на 20 мкм; в – наклон объекта вокруг оси X на угол 10^{-4} рад.

При фиксированном пространственном положении восстанавливающего пучка S'' и точке регистрации интерферограммы F выбор точки поверхности объекта, в окрестности которой необходимо определить вектор смещения, однозначно задается положением голограммы относительно восстанавливающего пучка S'' . Следовательно, чтобы получить информацию о распределении вектора смещения по поверхности объекта, достаточно перемещать голограмму относительно восстанавливающего пучка в плоскости, в которой она установлена. Выбор участков поверхности объекта можно осуществлять визуально по мнимому изображению объекта. С этой целью голограмма временно освещается опорным пучком S , используемым при регистрации голограммы.

В качестве экспериментального подтверждения существования интерференционных полос при освещении голограммы неразведенным пучком со стороны объекта на рис. 3 а–в приведены фотографии интерференционных картин, наблюдаемых в плоскости регистрации при различных смещениях объекта. В качестве объекта при записи голограмм использовался алюминиевый параллелепипед с диффузной поверхностью.

В рассматриваемом способе оптической обработки двухэкспозиционных голограмм распространение интерферирующих волновых фронтов осуществляется в направлении исходной опорной волны, т.е. постоянно. Это обстоятельство, а также отсутствие необходимости диафрагмирования изображения объекта могут быть использованы при разработке систем автоматизированной расшифровки голографических интерферограмм.

Литература

1. Practical Holography XVI and Holographic Materials VIII., January 2002, San Jose, USA. // Proc. SPIE. 2002. 4659. I – XIII, 1 – 446.
2. Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.Н. Исследования поверхностных деформаций тел с помощью голограммной техники. // Ж.техн.физ. 1967. Т. 37. №2. С. 360–367.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФАЗОВО-КОНТРАСТНОГО МЕТОДА ЦЕРНИКЕ В СИСТЕМАХ ЛАЗЕРНОЙ МАРКИРОВКИ ИЗДЕЛИЙ

В.В. Слугин

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук, доцент Л.Н. Сомс

Рассмотрена возможность применения фазово-контрастного метода Цернике для усиления изображений при условии насыщения лазерной активной среды. Показана принципиальная возможность использования метода в системах лазерной маркировки изделий.

Введение

Среди существующих способов (ударно-механического, электрохимического, окрашивания красками, наклейки этикеток) лазерная маркировка – наиболее современный и технологичный метод, обладающий исключительно высокой гибкостью, так как параметрами лазерного пучка можно управлять во времени и пространстве, а также точно дозировать и регулировать энергию излучения. Использование лазеров с различной длиной волны – 10,6 мкм, 1,06 мкм, 0,51 мкм и др. – позволяет маркировать широкий круг материалов (металлы, пластики, полупроводники, окрашенные материалы, различного рода резину, кожу, твердые специальные сплавы) с высокой скоростью и качеством [1].

К достоинствам лазерной маркировки относятся бесконтактность и быстрота процесса маркировки, надежность и стойкость полученного изображения, и его высокое разрешение. Она позволяет наносить на изделия промышленного производства любую информацию – логотип фирмы-изготовителя, технические данные и название детали, штрихкод – и защитить изделия от подделки лучше, чем традиционные способы.

В настоящее время получили развитие две технологии лазерной маркировки: масочная и сканирующая (векторная).

Масочная технология, при которой запись изображения лазерным излучением осуществляется через трафаретную маску в импульсном режиме, отличается высокой скоростью записи. Главным ее недостатком является сложность записи переменной информации.

Сканирующая технология состоит в формировании изображения сфокусированным лазерным лучом при его движении по маркируемой поверхности. Сканирующие системы позволяют производить запись переменной информации; при этом скорость записи зависит от размеров изображения и его разрешения.

Использование лазерных проекционных систем на основе ЖК-модуляторов света позволит сочетать преимущества обеих технологий (рис. 1).

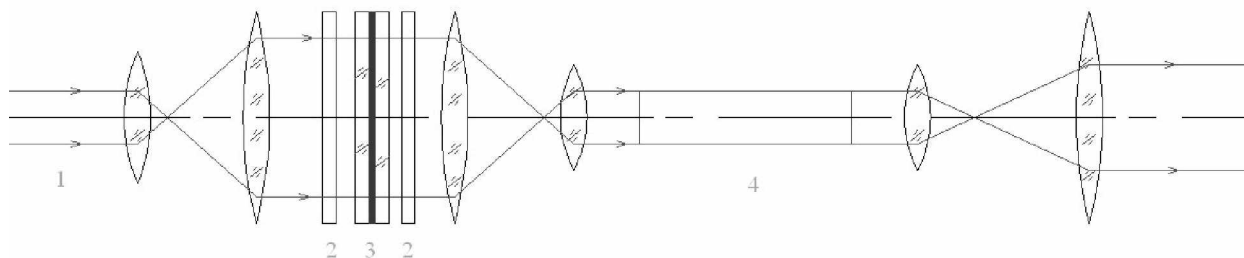


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема лазерной проекционной системы для маркировки изделий: 1 – пучок задающего генератора, 2 – поляризаторы, 3 – ЖК-модулятор, 4 – активный элемент

Излучение задающего генератора с равномерным распределением проходит через пространственный модулятор света (ПМС) и приобретает амплитудную модуляцию. За-

тем оно проходит через усилитель и с помощью формирующей системы проецируется на объект.

Однако имеются определенные трудности в реализации данной схемы:

(1) нелинейная зависимость излучения на выходе усилителя от излучения на входе при условии высокого энергопотребления с усилителя;

(2) структура усиленного изображения заранее не известна, поэтому полная апертура активного элемента должна накачиваться до уровня, обеспечивающего максимальную яркость изображения.

В результате съем с темных областей изображений будет очень низким, и общий КПД также будет невысок.

Для повышения эффективности усиления изображения в лазерных проекционных системах предлагается использовать метод фазового контраста. Предлагается выполнить перекодирование информации, несущей изображение, из амплитудной в фазовую область, усилить полученный амплитудно-однородный сигнал и выполнить обратное преобразование информации в амплитудную область, наподобие того, как это реализуется в методе фазового контраста Цернике.

Метод фазового контраста Цернике

Данный метод был разработан в 1935 году для наблюдения структуры слабо поглощающих свет объектов и основан на принципах пространственной фильтрации [2]. Принципиальная схема метода приведена на рис. 2.

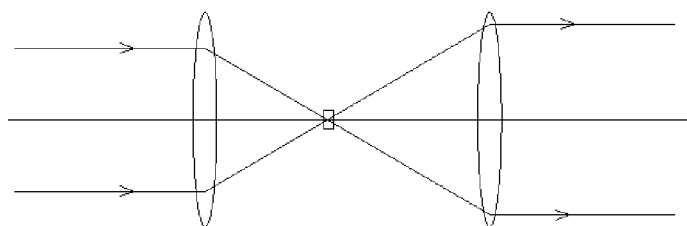


Рис. 2. Принципиальная схема метода Цернике

Свет от источника проходит через исследуемый объект. Неоднородность показателя преломления объекта приводит к тому, что прошедшая через объект световая волна претерпевает в разных точках объекта разные изменения фазы, т.е. приобретает фазовый рельеф. В фокусе первой линзы располагается стеклянный диск – фазовая пластина, которая осуществляет изменение фазы падающей на нее волны на $\frac{\pi}{2}$. На пластину падает свет, не несущий информацию о структуре изображения. Полезный сигнал проходит мимо фазовой пластины. Затем фоновая волна, фаза которой сдвинута на $\frac{\pi}{2}$, и сигнальная волна интерферируют, в результате чего формируется изображение структуры объекта.

Предположим, что объект характеризуется комплексным коэффициентом пропускания [3]

$$t(x, y) = e^{j\phi(x, y)},$$

где $\phi(x, y)$ – действительная функция, модуль которой много меньше единицы, т.е.

$$|\phi(x, y)| \ll 1.$$

В этом случае можно приближенно записать

$$t(x, y) = 1 + i\phi(x, y).$$

Комплексная амплитуда волны, прошедшей через объект, равна

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon_0 t(x, y) = \varepsilon_0 + i\varepsilon_0 \phi(x, y).$$

В отсутствие фазовой пластинки наблюдаемое распределение интенсивности равно

$$I(x, y) = I_0 [1 + \phi^2(x, y)],$$

поле практически однородно, структура объекта просматривается плохо. В случае, если в фокусе находится фазовая пластинка, сдвигающая фазу фоновой волны на $\pi/2$, поле прошедшей волны равно

$$\varepsilon(x, y) = i\varepsilon_0 [1 + \phi(x, y)],$$

а распределение интенсивности

$$I(x, y) \approx I_0 [1 + 2\phi(x, y)]$$

линейно зависит от исходного фазового распределения.

Численное моделирование фазово-амплитудного преобразования по методу Цернике

Предлагаемая схема лазерной маркировки представлена на рис. 3.

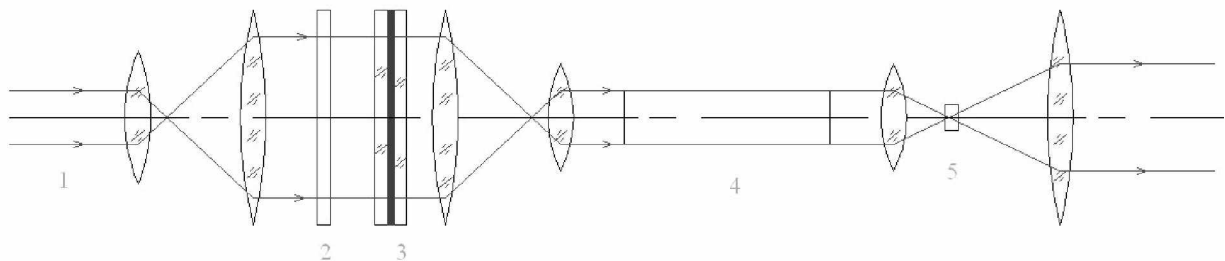


Рис. 3. Предлагаемая оптическая схема лазерной проекционной системы для маркировки изделий: 1 – пучок задающего генератора, 2 – поляризатор, 3 – ЖК-модулятор, 4 – активный элемент, 5 – пластинка Цернике

Лазерный пучок задающего генератора имеет близкое к равномерному распределение интенсивности по сечению. После ЖК-модулятора пучок приобретает фазовую модуляцию, в то время как амплитудное распределение остается равномерным. В результате при проходе через усилитель сдвиг инверсии происходит со всего объема активной среды. Затем выполняется преобразование фазы в амплитуду, и пучок проецируется на объект.

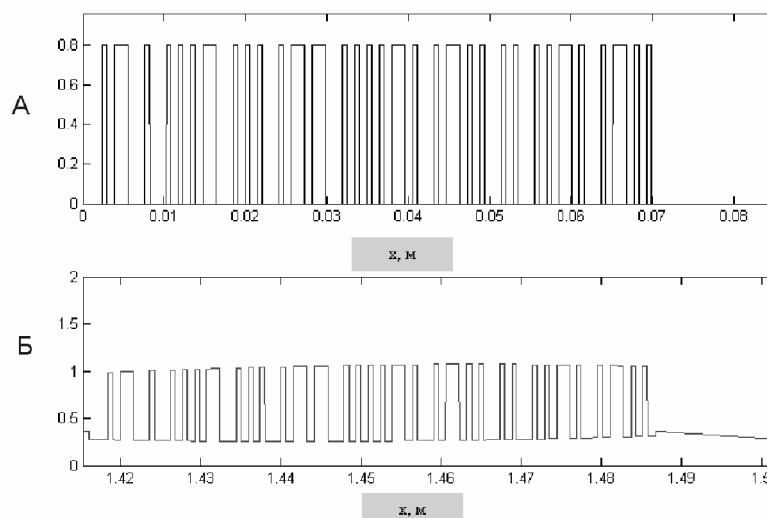


Рис. 4. Распределение интенсивности в исходном изображении (А) и в изображении, преобразованном по методу Цернике (Б)

Среди существующих методов маркировки важное значение имеет маркировка штрих-кодами. Разработанные в настоящее время технологии позволяют обрабатывать различные типы одномерных и двумерных штрих-кодов. В связи с этим было проведено численное моделирование преобразования фазового распределения единичной интенсивности, соответствующего изображению участка штрих-кода. Распределение фазы рассчитывалось по формуле

$$I = I_0 \exp(i \cdot m \xi(x)),$$

где $\xi(x)$ – распределение интенсивности в исходном изображении (0...1), m – глубина фазовой модуляции. Расчеты проводились при значениях модуляции фазы $m = 0.1-2.5$ рад.

На рис. 4, 5 представлены результаты расчетов при $m = 0,8$ рад. При $m > 2$ рад происходили значительные искажения исходного изображения, часть штрихов пропадала.

Значительное влияние на контраст и искажения в получаемом изображении оказывал выбор размера пластинки Цернике. При оптимальном выборе диаметра пластинки, как видно из графиков, контраст составил порядка 80%.

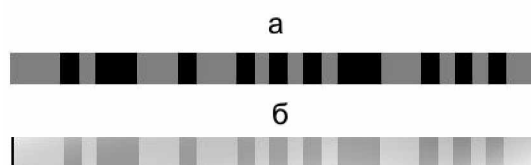


Рис. 5. Исходное изображение (а) и изображение, полученное в результате преобразования по методу Цернике (б)

Заключение

Показана возможность полного использования энергии, запасенной в лазерном усилителе, для нанесения штрих-кодов. Выигрыш в методе фазовой модуляции относительно случая амплитудной модуляции (отношение мощности в освещенных частях штрих-кода в разных методах модуляции) составляет 2 раза.

Литература

1. Горный С.Г., Юдин К.В. Применение методов лазерной маркировки в промышленности. // ЛАЗЕР-ИНФОРМ, Информационный бюллетень лазерной ассоциации. №8 (263), апрель 2003.
2. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
3. Ахманов С.А. Физическая оптика: Учебник. 2-е изд. / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ВКР-КОМПРЕССИИ ШИРОКИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е.В. Ермолаева

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор В.Г. Беспалов

Путем численного моделирования проведено исследование влияния дифракции широких лазерных пучков на процесс компрессии при попутном вынужденном комбинационном рассеянии.

Введение

Наиболее популярными методами компрессии импульсов нано- и пикосекундной длительности являются обратные вынужденные рассеяния – вынужденное рассеяние Манделъштама – Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [1, 2]. Применение этих методов для компрессии фемтосекундных импульсов не представляется возможным вследствие малого инкремента рассеяния назад. Возможность использования попутного ВКР для компрессии сверхкоротких импульсов была показана сравнительно давно [3, 4], и данный процесс уже был исследован нами для случая плоских пучков взаимодействующих волн [5]. На основе результатов численного моделирования было изучено влияние интенсивностей волн накачки и Стокса, их длительностей и задержки по времени на эффективность усиления и компрессии сверхкороткого (100 фс) стоксового сигнала в поле относительно длинной накачки (1 пс) при нестационарном ВКР, а также выявлено поле оптимальных значений параметров среды для получения наибольшей эффективности преобразования энергии.

В данной работе нами проведено исследование влияния процесса дифракции на формирование и компрессию импульса Стокса при попутном ВКР с учетом результатов [5]. По результатам расчетов было замечено, что волновой фронт скомпрессированного импульса Стокса имеет сферическую форму, в определенных случаях сопровождающуюся вытянутой хвостовой частью. Показано, что при некоторых начальных условиях процесса передний фронт импульса, приобретает сферическую форму, также распадается на несколько пичков. Полученный эффект является нежелательным, поскольку снижает эффективность компрессии. По результатам анализа нами предложены методы устранения нежелательных амплитудно-фазовых искажений, связанных с дифракционными эффектами.

Основные уравнения

Исследуемый нами процесс попутного ВКР может быть описан следующей системой уравнений, учитывающей дифракцию взаимодействующих пучков:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_p} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_p} \Delta_{\perp} \right] e_p &= ig \left(\frac{\omega_p}{\omega_s} \right) \frac{e_s q}{2}, \\ \left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_s} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \right] e_s &= ig \frac{e_p q^*}{2}, \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \right] q &= i \frac{e_s^* e_p}{T_2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $|e_p|^2 = I_p$, $|e_s|^2 = I_s$ – плотности интенсивностей волн накачки и Стокса, q – амплитуда фоновой волны, g – коэффициент стационарного ВКР, T_2 – время дефазировки молекулярных колебаний, $V_{p,s}$, $\omega_{p,s}$ и $k_{p,s}$ – групповые скорости, центральные частоты и

волновые числа волн накачки и Стокса, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – член, учитывающий дифракцию взаимодействующих волн.

В качестве начальных условий для уравнений системы (1) рассматривались волны накачки и Стокса гауссовой формы по времени и по пространству. Значение фоновой волны в начальный момент времени приравнялось нулю во всех точках среды.

Численные расчеты

Прежде всего, для решения системы (1) мы перешли в бегущие координаты $z' = z - ct$, $t' = t$, тем самым убрав из левой части уравнений для волн накачки и Стокса производную по времени. При этом учет дисперсии групповых скоростей проводился путем сдвига фоновой волны по времени на необходимое количество шагов для каждого пройденного сантиметра среды.

Уравнения для волн накачки и Стокса решались путем расщепления по координатам [6]: каждое уравнение представлялось в виде суммы двух операторов $\frac{\partial f}{\partial z} = L_1 f + L_2 f$, где L_1 – оператор дифракции, а L_2 – оператор, отвечающий за нелинейное взаимодействие волн. Переход от шага n к шагу $n+1$ выполнялся следующим образом: сначала мы находили решение f^* дифракционного уравнения, используя в качестве начальных данных решение f^n шага n , после чего найденное приближение f^* подставлялось в уравнение нелинейного взаимодействия, и в результате мы получали искомое решение f^{n+1} для шага $n+1$. Математически данный процесс может быть записан следующим образом:

$$f^* = L_1(f^n), \quad (2a)$$

$$f^{n+1} = L_2(f^*). \quad (2б)$$

Для решения уравнения (2a) мы использовали метод конечных элементов, подробно описанный в [6]. Уравнение (2б), как и уравнение для фоновой волны из (1), решалось методом Рунге-Кутты второго порядка.

В расчетах мы использовали следующие значения параметров взаимодействующих волн и среды: $I_p = 250$ ГВт/см², $I_s = 50$ ГВт/см², $t_p = 1000$ фс, $t_s = 100$ фс, $g = 2$ см/ГВт, $V_s - V_p = 14$ фс/см. Выбор данных значений обусловлен работой [5], в которой нами было показано, что именно эти значения являются оптимальными для получения наибольшей эффективности преобразования.

Результаты математического моделирования

По результатам математического моделирования нами были построены снимки взаимодействующих волн в среде в различные моменты времени. На рисунках, приведенных ниже, можно наблюдать эволюцию фронтов волн накачки (верхний ряд картинок) и Стокса (нижний ряд картинок) по мере их распространения в среде.

На рис. 1 показан процесс взаимодействия волн с одинаковым радиусом перетяжки $R_p = R_s = 1$ см.

Поскольку стоксовый импульс распространяется в среде с большей скоростью, его передний фронт постоянно взаимодействует с неистощенной частью волны накачки, что приводит к его резкому усилению. В том месте, где волна накачки полностью истощается, начинается процесс обратной перекачки энергии, обусловленный инерционностью фоновой волны. В результате создаются условия для возможности формирования второго, третьего и т.д. стоксовых пиков. Кроме того, по мере распространения

в среде передний фронт стоксового импульса приобретает сферическую составляющую, привнесенную в волну явлением дифракции.

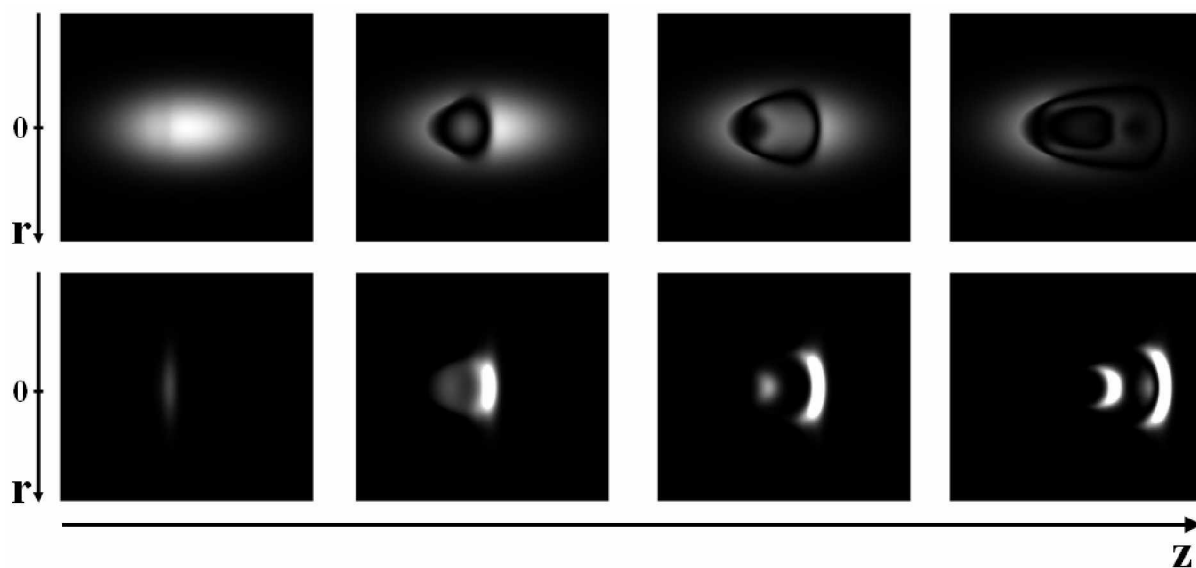


Рис. 1. Распространение волн накачки и Стокса в среде. $R_p = R_s = 1$ см

Рис. 2 содержит картинки для случая, когда радиус перетяжки стоксового пучка меньше, чем радиус перетяжки пучка накачки.

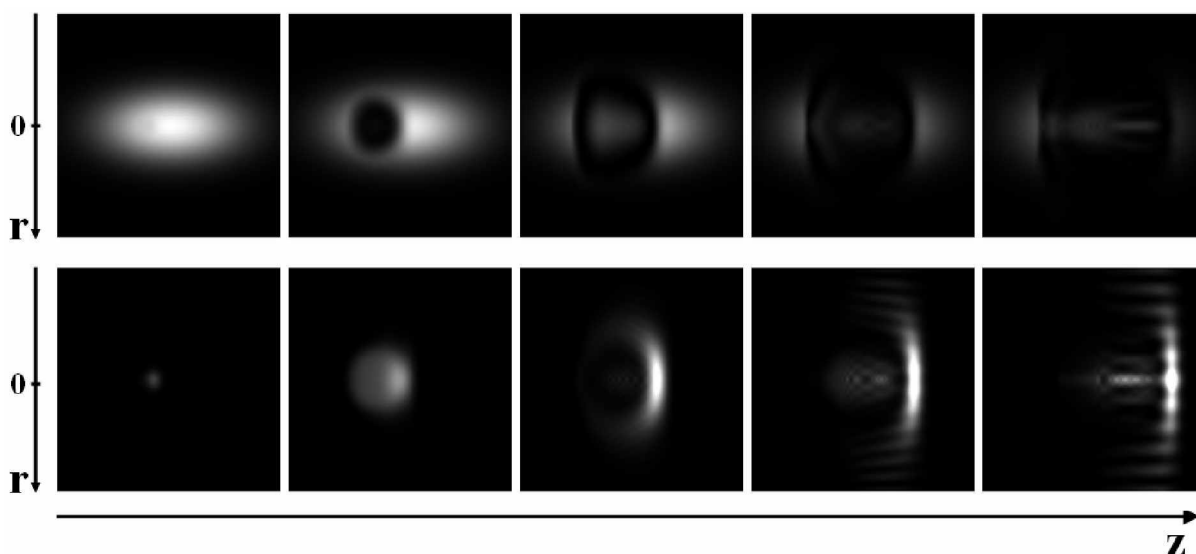


Рис. 2. Распространение волн накачки и Стокса в среде. $R_p = 0.02$ см, $R_s = 0.005$ см

Основной особенностью данного случая является то, что вследствие дифракции передний фронт импульса Стокса распадается на несколько пучков ослабевающей интенсивности. Тем не менее, основные закономерности процесса (появление второго пика, сферический фронт импульса) сохраняются. Из сравнения рис. 1 и рис. 2 можно сделать вывод, что для получения наибольшей эффективности процесса компрессии более целесообразно использовать в качестве затравочного импульса Стокса пучок с тем же радиусом перетяжки, что и у пучка накачки.

Как многопиковость стоксового импульса, так и амплитудно-фазовые искажения, обусловленные дифракцией, являются мешающими факторами в процессе формирования и компрессии сверхкоротких импульсов. Образования вторичных пиков можно избежать, введя в начальное распределение волны накачки фазовую нелинейность таким образом, чтобы на область образования второго и последующих пиков в стоксо-

вом импульсе приходилось наибольшее значение фазовой расстройки, что может привести к полному погашению энергообмена в данной области. Другим способом получения необходимой фазовой расстройки является использование среды для ВКР с регулируемой фазовой неоднородностью, например, плазмы [7]. Искажение фазового фронта волны Стокса можно исправить, поставив на выходе среды сферическое зеркало. Тому, какую фазовую нелинейность необходимо ввести в начальное распределение интенсивности волн, а также какой кривизной должно обладать сферическое зеркало, будут посвящены наши дальнейшие работы.

Заключение

В данной работе нами проведен анализ распространения волн Стокса и накачки при попутном ВКР. В оптимальных условиях для компрессии и усиления сверхкоротких импульсов мы исследовали влияние процесса дифракции на формирование стоксового пучка и выявили основные явления, снижающие эффективность преобразования. Данными нежелательными факторами являются возникновение вторичных стоксовых пиков и амплитудно-фазовые искажения фронта импульса Стокса. В результате проделанной работы нами предложены методы устранения вышеперечисленных эффектов для достижения наилучшей компрессии импульсов.

Литература

1. Murray J.R., Goldhar J., Eimerl D., Szoke A. Raman Pulse Compression of Excimer Lasers for Application to Laser Fusion. // IEEE J. of Quant. Electron. 1979. V. 15. P. 342–368.
2. Bepalov V.G., Staselko D.I. Spatial-temporal coherence of Stokes radiation under conditions of stimulated Brillouin scattering compression in liquids. // Soviet Journal of Quantum Electronics. 1985. V. 15(12). P.1649–1651.
3. Krylov V., Rebane A., Erni D., Ollikainen O., Wild U., Bepalov V., Staselko D. Stimulated Raman amplification of femtosecond pulses in hydrogen gas. // Opt. Lett. 1996. V. 21(24). P. 2005–2007.
4. Джиджоев М.С., Михеев П.М., Платоненко В.Т., Савельев А.В. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. №3.
5. Ермолаева Е.В. Моделирование компрессии и усиления фемтосекундных импульсов при попутном ВКР в сжатых газах. // Препринт Научной молодежной школы «Оптика-2000». 2000. С. 72–73.
6. Schoulepnikoff L., Mitev V. Numerical method for the modeling of high-gain single-pass cascade stimulated Raman scattering in gases. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14. № 1.
7. Andreev A.A., Bepalov V.G., Ermolaeva E.V., Salomaa R.R. Compression of high-intensity laser pulse by inhomogeneous plasma. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5482. P. 124–135.

О ПЕРЕДАТОЧНОМ ФУНКЦИОНАЛЕ В ТЕОРИИ ЛИНЕЙНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.А. Коротков

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.Ю. Храмов

В статье вводится понятие передаточного функционала пространственно-инвариантной когерентной фильтрующей оптической системы, описывающего ее распределенные передаточные характеристики. На примере оптической системы тройной дифракции с двумя пространственными фильтрами приводится схема определения с помощью передаточного функционала распределенной чувствительности выбранных методов фильтрации.

Введение

Концепция пространственной фильтрации излучения, т.е. манипулирование пространственными частотами светового поля с целью изменения свойств оптического изображения, известна уже более ста лет. Ее основы заложил Эрнст Аббе в своих работах по теории формирования изображения в 70-х годах XIX в. Позднее, в 40-х и 50-х годах прошлого века, П.М. Дюье, А. Марешаль, П. Кросс и многие другие ученые систематизировали и обобщили работы Аббе, введя в оптику чрезвычайно удачные аналогии между формированием изображения в оптических системах и прохождением сигнала в электрической цепи, т.е. теорией (линейных) частотных фильтров, где основным аналитическим инструментом является преобразование Фурье.

Дальнейшие исследования глубоких связей между оптикой и теорией передачи информации привели к возникновению в конце 50-х годов XX в. самостоятельной дисциплины – фурье-оптики [1], которая к тому времени в полной мере использовала все преимущества уже появившихся высококогерентных источников электромагнитного излучения оптического диапазона – лазеров.

В середине 60-х годов А.Б. Вандер Люгт предложил первую эффективную методику управляемого синтезирования амплитудно-фазовых пространственных фильтров – голографический метод формирования согласованных фильтров, что и положило начало теории (комплексной) пространственной фильтрации излучения [2].

Многочисленные аспекты этой теории и ее приложений по состоянию на сегодняшний день содержатся во многих работах, из которых можно выделить, например, монографию [3].

Основное содержание настоящей работы подчинено описанию одного из возможных решений проблемы определения и оценки выходного отклика оптической системы, осуществляющей невырожденную комплексную фильтрацию когерентного излучения, на локальные возмущения входного светового поля.

Классический подход к проблеме оценки передаточных свойств когерентных оптических систем состоит во введении понятия когерентной передаточной функции (КПФ) [4] для комплексной амплитуды поля. Однако переход в пространственно-частотную область с помощью КПФ позволяет оценить лишь полосу пропускания частот данной системы, не описывая при этом в явном виде отклик (реакцию) комплексной амплитуды (интенсивности) в заданной точке выходной плоскости на изменение амплитуды (интенсивности) в некоторой точке входной плоскости.

Развиваемый ниже подход, основанный на использовании методов вариационного анализа, позволяет найти аналитический вид такого отклика произвольной (пространственно-инвариантной) когерентной оптической системы в виде передаточного функционала для данной (фильтрующей) системы.

Не ограничивая общности рассмотрения, анализ линейных фильтрующих систем в настоящей работе мы проведем на примере введенной в [5] оптической системы трой-

ной дифракции, где результат действия фильтра можно назвать получением (обобщенных) теневых картин визуализации амплитудно-фазовых неоднородностей на входе системы (в плоскости входного зрачка системы). В этом случае отклик системы на возмущения входного поля в объектной плоскости, определяемый передаточным функционалом, следует отождествлять с таким важным понятием, как (распределенная) чувствительность данного (теневого) метода.

Передаточный функционал фильтрующей системы

В статье [5] введено понятие оптической системы тройной дифракции (ОСТД), которая при использовании определенных пространственных фильтров осуществляет (теневую) визуализацию фазового объекта, находящегося во входной плоскости, и при когерентном освещении реализует следующее преобразование оптического поля:

$$U(\mathbf{x}) = e^{ikL} F_{\omega}^{-1} \left\{ F_{\xi}^{+1} \left\{ U_0(\xi) t(\xi); \omega \right\} G(\omega); \mathbf{x} \right\} = \frac{e^{ikL}}{4\pi^2} \int_{R^2} d\omega \int_{R^2} d\xi \left\{ U_0(\xi) t(\xi) e^{-i\xi\omega} G(\omega) e^{i\omega\mathbf{x}} \right\}, \quad (1)$$

где $\xi = (\xi_1, \xi_2)$, $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$, $\omega = (\omega_1, \omega_2)$ – координаты точек во входной и выходной плоскостях, а также плоскости пространственных частот, соответственно, $F_{\eta}^{\pm 1}\{;\mathbf{v}\}$ – прямое и обратное двумерные преобразования Фурье по переменной η с аргументом \mathbf{v} , $U_0(\xi)$ – комплексная амплитуда поля в точке ξ входной плоскости (плоскости входного зрачка), $t(\xi) = \exp\{i\varphi(\xi)\}$ – комплексная функция пропускания фазового объекта, $\varphi(\xi)$ – набег фазы в точке ξ , $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число падающего излучения, $\omega = (k/b)\mathbf{x}$ – пространственная частота (с масштабным параметром $b > 0$), L – общая длина ОСТД, $G(\omega)$ – двумерная функция, определяющая действие пространственного фильтра. Формально в подынтегральном выражении уравнения (1) следует учитывать действие эффективной апертуры системы, которое дается функцией зрачка τ . Однако на данном этапе анализа мы условимся считать, что она неявно входит в объектную функцию пропускания t .

Для удобства дальнейших выкладок перепишем уравнение (1) в виде схемы действия линейного фильтра:

$$U(\mathbf{x}) = \int_{R^2} U_0(\xi) t(\xi) g(\mathbf{x} - \xi) e^{ikL} d\xi, \quad (2)$$

где явно выделена (когерентная) функция рассеяния точки $g(\boldsymbol{\eta}) = F_{\omega}^{-1}\{G(\omega); \boldsymbol{\eta}\}$.

Далее мы применим аппарат вариационных производных [5] для вычисления функциональной зависимости интенсивности поля $I(\mathbf{x}) = U(\mathbf{x})U^*(\mathbf{x})$ в плоскости регистрации от объектной функции φ . Отметим, что при этом интенсивность I мы будем рассматривать как параметризованный множеством точек декартовой плоскости (непрерывный) функционал, определенный на некотором пространстве функций φ . В качестве такого пространства, следуя [5], возьмем класс функций $\{\varphi(\cdot)\} = Q$ таких, что:

- (а) φ – финитная функция с заданным носителем $\text{supp}\varphi \subset R^2$ и $\sup_{\mathbf{x}} \varphi(\mathbf{x}) = C_{\varphi} < \infty$;
- (б) $\varphi(\mathbf{x}) = \varphi(x_1, x_2)$ удовлетворяет условию Гёльдера по каждому аргументу.

Вычислим вариационную производную от комплексной амплитуды $U(\mathbf{x}) = U[\varphi; \mathbf{x}]$ из (2):

$$\frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_0)} U[\varphi; \mathbf{x}] = e^{ikL} \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_0)} \int_{R^2} U_0(\xi) \exp\{i\varphi(\xi)\} g(\mathbf{x} - \xi) d\xi.$$

С этой целью используем удобную формулу для нахождения вариационной производной по функции φ от произвольного функционала $F[\varphi; \mathbf{x}]$:

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_0)} F[\varphi; \mathbf{x}] &= \lim_{\substack{\text{area } \Pi \rightarrow 0 \\ \max |\delta\varphi| \rightarrow 0}} (F[\varphi(\cdot) + \delta\varphi(\cdot); \mathbf{x}] - F[\varphi(\cdot); \mathbf{x}]) \left(\int_{\Pi \subset R^2} \delta\varphi(\xi) d\xi \right)^{-1} = \\ &= \lim_{a \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial a} F[\varphi(\cdot) + a\delta(\cdot - \mathbf{x}_0); \mathbf{x}]. \end{aligned} \quad (3)$$

Важно подчеркнуть, что (3) не является строгим определением вариационной производной, а мы используем его как некое правило, которое дает верный результат для регулярных функционалов вида (2) и корректно при $\varphi \in Q$ [6].

Применяя (3), таким образом получим

$$\frac{\delta U[\varphi; \mathbf{x}]}{\delta\varphi(\mathbf{x}_0)} = e^{ikL} \lim_{a \rightarrow 0} \int_{R^2} U_0(\xi) \exp\{i(\varphi(\xi) + a\delta(\xi - \mathbf{x}_0))\} i\delta(\xi - \mathbf{x}_0) g(\mathbf{x} - \xi) d\xi,$$

откуда, после введения новых переменных $\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}$ и $\mathbf{x}_2 = \mathbf{x}_0$, находим

$$\frac{\delta U[\varphi; \mathbf{x}_1]}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} = i e^{ikL} U_0(\mathbf{x}_2) t(\mathbf{x}_2) g(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2). \quad (4)$$

Очевидно, что

$$\frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} I[\varphi; \mathbf{x}_1] = \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} |U[\varphi; \mathbf{x}_1]|^2 = \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} |U[\varphi; \mathbf{x}_1]|^2 = 2 \left| U[\varphi; \mathbf{x}_1] \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} U[\varphi; \mathbf{x}_1] \right|.$$

Ясно, что последним равенством мы определили некий вещественнозначный функционал от функции φ , который зависит от двух векторных параметров \mathbf{x}_1 и \mathbf{x}_2 . Именно этот функционал мы и назовем передаточным функционалом (ПФ) данной оптической системы с фильтром G и обозначим его через $S_G = S_G[\varphi; \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2]$.

Окончательно имеем равенство:

$$S_G[\varphi; \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2] = 2 \left| U[\varphi; \mathbf{x}_1] \frac{\delta}{\delta\varphi(\mathbf{x}_2)} U[\varphi; \mathbf{x}_1] \right| = 2 \left| U[\varphi; \mathbf{x}_1] \tau(\mathbf{x}_2) U_0(\mathbf{x}_2) F_{\omega}^{-1} \{ G(\omega) e^{-i\mathbf{x}_2 \cdot \omega}; \mathbf{x}_1 \} \right|. \quad (5)$$

Физический смысл введенного передаточного функционала (5) состоит в том, что он, для данного класса функций φ , определяющих вид конкретных фазовых объектов, дает количественную оценку эффективной «степени влияния» различных точек поля во входной плоскости на точки поля в выходной плоскости. Таким образом, ПФ определяет распределенные передаточные характеристики данной фильтрующей системы в том смысле, что мы можем оценить влияние любой области поля во входной (объектной) плоскости на любую область результирующего поля в выходной плоскости (плоскости регистрации).

Пользуясь аналогией между передаточной характеристикой (по интенсивности) и чувствительностью теневого каскада, особенно отчетливо видно, что ПФ (5), который в этом случае можно называть функционалом чувствительности (теневого прибора или метода), обеспечивает не просто адекватную оценку распределенной чувствительности данного теневого метода, но и унифицирующую схему сравнения различных методов для того или иного класса фазовых объектов.

Численные результаты

Рассмотрим случай, когда в плоскости входного зрачка системы с радиусом a задана плоская волна с амплитудой A_0 , распространяющаяся вдоль оптической оси системы, т.е.

$$U_0(\xi) = U_0(\xi_1, \xi_2) = A_0. \quad (6)$$

Для иллюстрации применения ПФ при оценке и сравнении передаточных характеристик разных фильтрующих систем мы ограничимся рассмотрением ОСТД с двумя (одномерными) пространственными фильтрами $G(\omega)$ [5]:

(а) фильтром Фуко-Теплера (ножом Фуко): $G_1(\omega_1, \omega_2) = h(\omega_1)\kappa(\omega_1, \omega_2)$;

(б) фильтром Гильберта (фазовым ножом): $G_2(\omega_1, \omega_2) = \text{sign}(\omega_1)\kappa(\omega_1, \omega_2)$,

где $\kappa(\omega_1, \omega_2) = h\left(\rho - \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}\right)$ – амплитудный коэффициент пропускания в фурье-плоскости, величина ρ является радиусом линейной апертуры частотного фильтра (в единицах пространственных частот), соответствующий частоте среза данного оптического F^{+1} -компонента: $\rho = kD/(2\pi f)$, где D и f – диаметр и фокусное расстояние объектива, формирующего фурье-спектр; $h(\zeta)$ – функция Хевисайда,

$$h(\zeta) = \begin{cases} 0, & \zeta < 0, \\ 1/2, & \zeta = 0, \\ 1, & \zeta > 0, \end{cases}$$

а $\text{sign}(\zeta)$ – знаковая функция,

$$\text{sign}(\zeta) = \begin{cases} -1, & \zeta < 0, \\ 0, & \zeta = 0, \\ +1, & \zeta > 0, \end{cases}$$

откуда следует, что

$$h(\zeta) = [1 + \text{sign}(\zeta)]/2. \quad (7)$$

Подставляя в (1) амплитуду (6), имеем общий вид уравнения фильтрации:

$$U(x_1, x_2) = \frac{A_0 e^{ikL}}{4\pi^2} \int_{R^2} d\omega_1 d\omega_2 \int_{R^2} d\xi_1 d\xi_2 \tau(\xi_1, \xi_2) \exp\{i\varphi(\xi_1, \xi_2)\} \times \\ \times e^{-i(\xi_1\omega_1 + \xi_2\omega_2)} G(\omega_1, \omega_2) e^{i(\omega_1 x_1 + \omega_2 x_2)}. \quad (8)$$

Таким образом, заменяя G выражениями для G_1 и G_2 соответственно, имеем:

$$U_1(x_1, x_2) = A_0 e^{ikL} F_{\omega}^{-1} \left\{ F_{\xi}^{+1} \left\{ \tau(\xi) \exp\{i\varphi(\xi_1, \xi_2)\}; \omega \right\} \kappa(\omega) h(\omega); \mathbf{x} \right\} = \\ = \frac{A_0 e^{ikL}}{2} F_{\omega_2}^{-1} \left\{ F_{\omega_1}^{-1} \left\{ F_{\xi_2}^{+1} \left\{ F_{\xi_1}^{+1} \left\{ \tau(\xi_1, \xi_2) \exp\{i\varphi(\xi_1, \xi_2)\}; \omega_1 \right\}; \omega_2 \right\} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \kappa(\omega_1, \omega_2) [1 + \text{sign}(\omega_1)]; x_1 \right\}; x_2 \right\} \quad (9)$$

и

$$U_2(x_1, x_2) = A_0 e^{ikL} F_{\omega}^{-1} \left\{ F_{\xi}^{+1} \left\{ \tau(\xi) \exp\{i\varphi(\xi_1, \xi_2)\}; \omega \right\} \kappa(\omega) \text{sign}(\omega); \mathbf{x} \right\} = \\ = A_0 e^{ikL} F_{\omega_2}^{-1} \left\{ F_{\omega_1}^{-1} \left\{ F_{\xi_2}^{+1} \left\{ F_{\xi_1}^{+1} \left\{ \tau(\xi_1, \xi_2) \exp\{i\varphi(\xi_1, \xi_2)\}; \omega_1 \right\}; \omega_2 \right\} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \kappa(\omega_1, \omega_2) \text{sign}(\omega_1); x_1 \right\}; x_2 \right\}. \quad (10)$$

Далее зададим объектную функцию $\varphi(\xi_1, \xi_2)$, описывающую структуру фазового объекта. Следуя работе [5], в качестве такой зависимости возьмем $\varphi \in Q$ в виде аподизированного параллелепипеда, промодулированного по косинусоидальному закону только по одной переменной и имеющего конечные размеры в области полного углового поля оптической системы. Аналитическое выражение для φ записывается в факторизованной форме:

$$\varphi(\xi) = \varphi(\xi_1, \xi_2) = C_{\#} \varphi_1(\xi_1) \varphi_2(\xi_2), \quad (11)$$

где $C_{\#}$ – нормировочная константа, а графики φ_1 и φ_2 показаны на рис. 1.

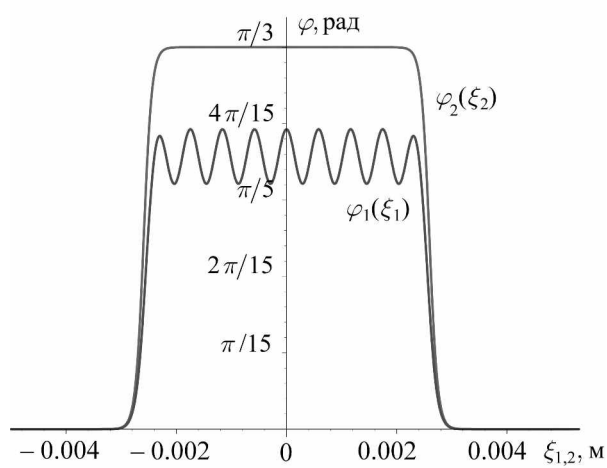


Рис. 1. Вид объектной функции в двух сечениях

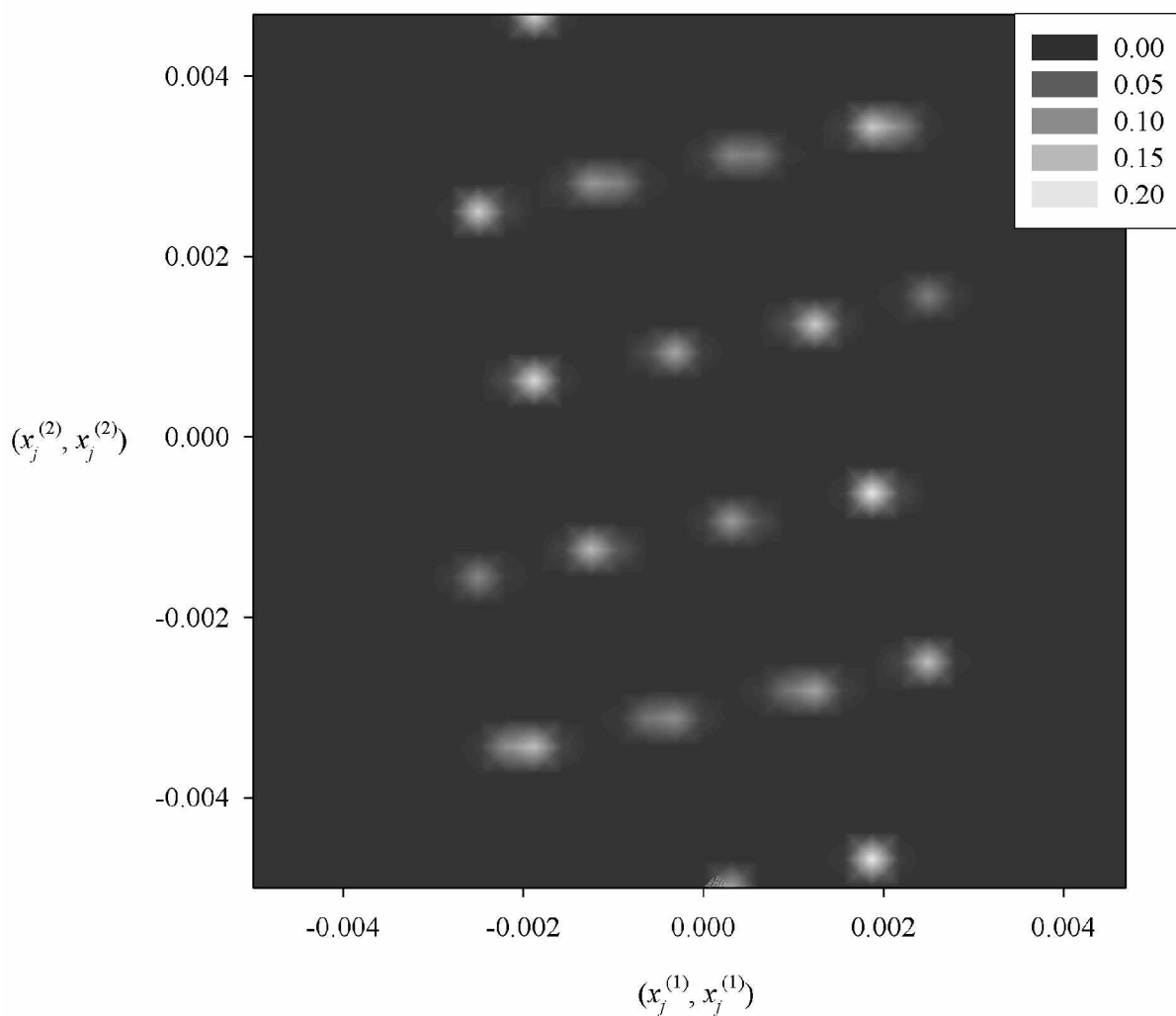


Рис. 2. Диагональная выборка передаточного функционала в ОСТД с фильтром Фуко-Теплера

Аналитические выражения для функций φ_1 и φ_2 (11) брались в виде:

$$\varphi_1(\xi) = \frac{1 + \alpha \cos(\beta\xi)}{(1 + \exp\{-a\xi - \xi_0\})(1 + \exp\{a\xi - \xi_0\})},$$

$$\varphi_2(\xi) = \frac{1}{(1 + \exp\{-a\xi - \xi_0\})(1 + \exp\{a\xi - \xi_0\})},$$

где параметры имели следующие значения: $\alpha = 0,15$, $\beta = 10800$, $a = 13500$, $\xi_0 = 35$, а $C_H = 0,714$.

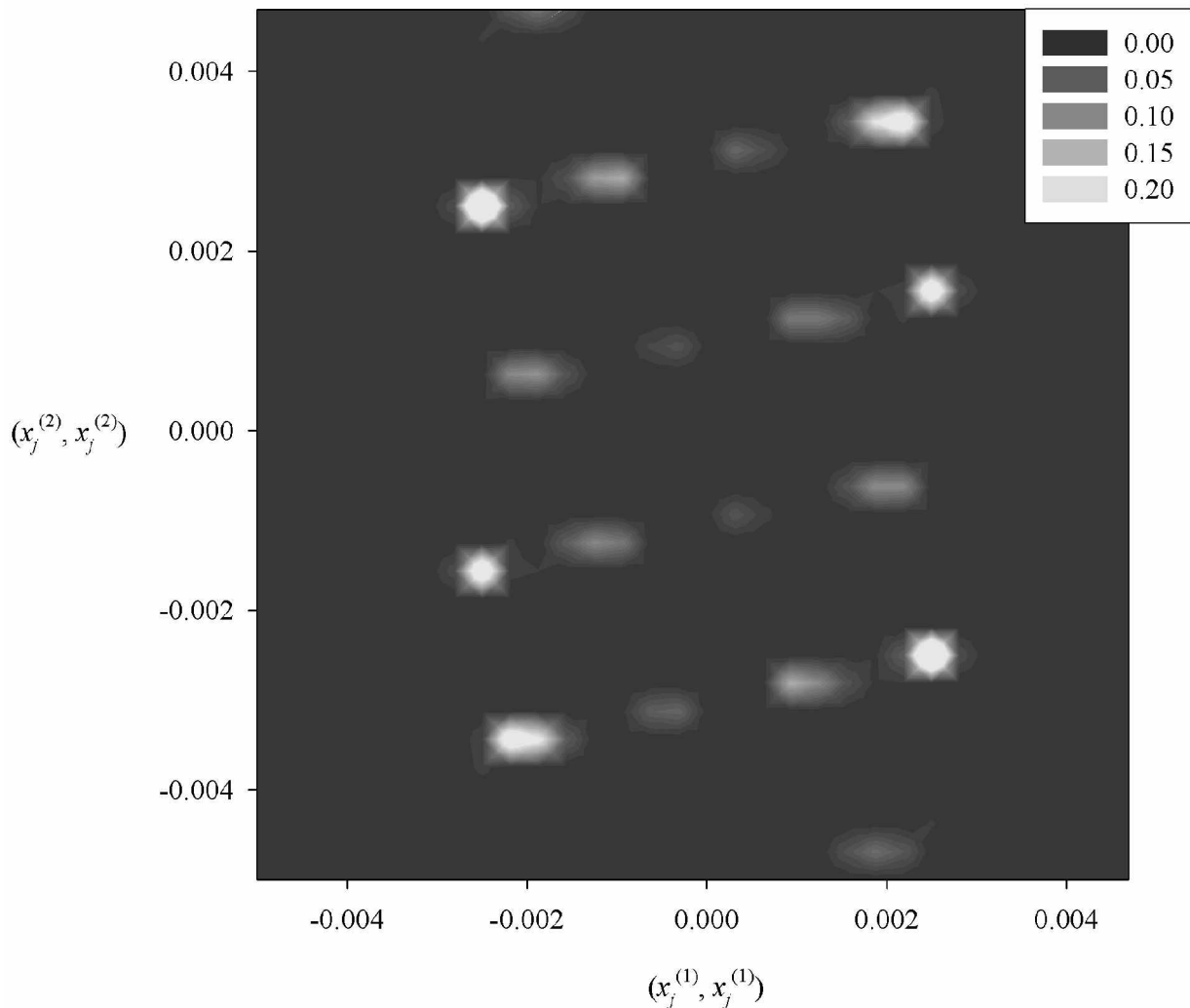


Рис. 3. Диагональная выборка передаточного функционала в ОСТД с фильтром Гильберта

Примеры численной реализации вычислений передаточных функционалов S_{G_1} и S_{G_2} для фазового объекта (11) приведены на рис. 2 и рис. 3. В данном случае для наглядности мы привели зависимости $S_{G_1}[\varphi; x_j^{(1)}, x_j^{(1)}, x_j^{(2)}, x_j^{(2)}]$ и $S_{G_2}[\varphi; x_j^{(1)}, x_j^{(1)}, x_j^{(2)}, x_j^{(2)}]$ при $j=1$, или, в эквивалентной формулировке, взаимные диагональные чувствительности по интенсивности двух теневых методов визуализации фазового объекта (11). Глядя на рисунки, легко заметить, что чувствительность метода Гильберта выше, чем метода Фуко-Теплера.

Заключение

В работе предложен новый подход к определению передаточных характеристик (чувствительности по амплитуде или интенсивности) когерентных оптических систем на примере ОСТД с линейными пространственными фильтрами. В качестве унифици-

рующего понятия, описывающего распределенные пространственные передаточные характеристики, предлагается использовать передаточный функционал (5). Мы также приводим результаты численного моделирования (диагональной) чувствительности двух выделенных методов пространственной фильтрации, относящихся к теневым методам, – методов Гильберта и Фуко-Теплера.

Литература

1. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
2. Применение методов фурье-оптики / Под ред. Г. Старка. М.: Радио и связь, 1988. 536 с.
3. Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Сойфера. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 688 с.
4. Информационная оптика: Учебное пособие / Н.Н. Евтихийев, О.А. Евтихьева, И.Н. Компанец и др. / Под ред. Н.Н. Евтихьева. М.: Изд-во МЭИ, 2000. 612 с.
5. Коротков П.А., Смирнов С.А. Анализ когерентных теневого метода наблюдения фазовых объектов // Изв. ВУЗов. Приборостроение (принято в печать).
6. Задорожний В.Г. Дифференциальные уравнения с вариационными производными. Воронеж: Изд-во Воронеж. ун-та, 2000. 368 с.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АКТИВАТОРОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВЫХ СТЕКЛАХ

В.А. Асеев, М.Н. Жукова, Е.М. Федорова
Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Н.В. Никоноров

Экспериментально исследованы зависимости кинетики затухания люминесценции ионов иттербия и эрбия в высококонцентрированных силикатных и фосфатных лазерных стеклах. Определен квантовый выход люминесценции для основного лазерного перехода иона эрбия и вероятность безызлучательного переноса энергии, а также исследованы их концентрационные зависимости.

Введение

С момента создания 1,5 мкм эрбиевого лазера в 1965 г. Шнитцем и Вудкуком наблюдается повышенный интерес к кристаллам и стеклам [1]. Это связано с тем, что такая длина волны является, во-первых, оптимальной для передачи информации по волоконно-оптическим линиям связи, во-вторых, лежит в безопасном для глаз диапазоне длин волн и поэтому очень перспективна для применения в офтальмологии, локации, для обработки материалов и т.д. [2].

Одним из основных недостатков эрбиевых лазеров является крайне низкая эффективность возбуждения ионов Er^{3+} из-за относительно слабых полос поглощения [3]. Поэтому для решения этой проблемы в качестве сенсibilизатора добавляют ионы Yb^{3+} , которые имеют сильную полосу поглощения в области 0,9–1,02 мкм. В этом случае накопление энергии возбуждения на верхнем лазерном уровне Er (${}^4I_{11/2}$) осуществляется главным образом через канал сенсibilизации $Yb \rightarrow Er$ (${}^4I_{11/2}$) \rightarrow Er (${}^4I_{13/2}$). При оптической накачке возбуждаются ионы Yb^{3+} , а затем происходит безызлучательная передача энергии ионам Er^{3+} на уровень ${}^4I_{11/2}$, который является резонансным с метастабильным уровнем ${}^4F_{5/2}$ иттербия.

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния концентраций ионов активаторов на квантовый выход люминесценции основного лазерного перехода ионов эрбия и безызлучательный перенос энергии с ионов иттербия на ионы эрбия в силикатных и фосфатных лазерных стеклах.

Эксперимент

В качестве объекта исследования были использованы две стеклообразные матрицы – фосфатная и силикатная. Для исследования были взяты три концентрационных ряда стекол, активированных иттербий-эрбием. В первом эрбиевом фосфатном ряду (табл. 1) при постоянной концентрации ионов иттербия $1,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ изменялась концентрация ионов эрбия от 0 до $9,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Во втором эрбиевом силикатном ряду (табл. 2) при постоянной концентрации ионов иттербия $17,8 \cdot 10^{20}$ изменялась концентрация ионов эрбия от 0 до $2,26 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-1}$. В третьем иттербиевом фосфатном ряду (табл. 3) при постоянной концентрации ионов эрбия $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ изменялась концентрация ионов иттербия от 0 до максимально возможной – $53,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, т.е. метафосфата иттербия. Измерения проводились на образцах в виде плоскопараллельных пластин (10×10 мм) разной толщины (0,3–3 мм). Толщина выбиралась в зависимости от концентрации активатора так, чтобы уменьшить эффект реабсорбции.

Спектры поглощения образцов измерялись на спектрофотометре Varian Cary 500 (оптическая плотность $D = 0-4$, спектральный диапазон регистрации 300–3300 нм, с

шагом 0,1 нм). Из спектров поглощения были рассчитаны сечения поглощения. Для расчета радиационного времени затухания люминесценции ионов эрбия применялась формула Фюхтбауэра – Ланденбурга (1):

$$\tau_r^{-1} = 8 \cdot \pi \cdot c \cdot n^2 \cdot \tilde{\nu}^2 \cdot \frac{8}{7} \cdot \int \sigma_{abs}(\nu) d\nu, \quad (1)$$

где c – скорость света, n – показатель преломления стекла, $\tilde{\nu}$ – средняя частота полосы, $\int \sigma_{abs}(\nu) d\nu$ – интегральное сечение поглощение основного резонансного перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

№ образца	$N_{Er}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$	$N_{Yb}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$
Er0	0	19
Er1	0,5	
Er2	1	
Er3	2,1	
Er4	4,2	
Er5	8,5	
Er6	9,5	

Таблица 1. Эрбиевый фосфатный ряд

№ образца	$N_{Er}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$	$N_{Yb}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$
Es0	0.0	17.8
Es1	0.26	
Es2	0,56	
Es3	1,13	
Es4	2,26	

Таблица 2. Эрбиевый силикатный ряд

№ образца	$N_{Er}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$	$N_{Yb}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$
Yp0	0.29	0
Yp1		1,05
Yp2		2,09
Yp3		3,14
Yp4		4,17
Yp5		5,24

Таблица 3. Иттербиевый фосфатный ряд

Схема экспериментальной установки для определения времени затухания люминесценции в иттербий-эрбиевых образцах представлена на рис. 1.

Кинетика затухания люминесценции ионов эрбия ($\lambda = 1535$ нм) и ионов иттербия ($\lambda = 1060$ нм) измерялась при возбуждении параметрическим генератором LP-604 ($\lambda_{\text{pump}} = 975$ нм) (1), накачиваемым второй гармоникой импульсного неодимового лазера LQ-129 фирмы Solar Laser system ($\lambda = 532$ нм). С помощью линзы (3) сигнал люминесценции фокусировался на входные щели монохроматора Acton SP-150 (4), который выделял требуемую длину волны, далее кривые затухания люминесценции регистриро-

вались InGaAs приемником (5) и фиксировались цифровым запоминающим осциллографом (модель «Infinium HP54830» фирмы «Agilent Technologies») (6). Далее время жизни определялось через отношение площади под кривой затухания к ее амплитуде.

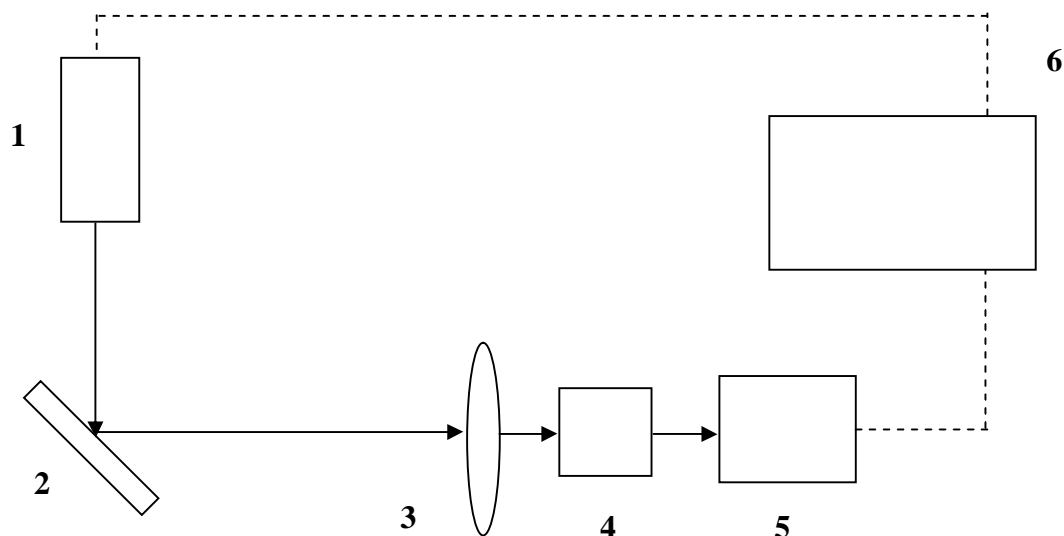


Рис. 1. Схема установки для определения времени затухания люминесценции: 1 – импульсный лазер LQ-129 с параметрическим генератором LP-604 ($\lambda_{\text{pump}} = 975 \text{ нм}$) фирмы Solar Laser system, 2 – образец в форме плоскопараллельной пластины, 3 – короткофокусный объектив, 4 – охлаждаемый монохроматор, 5 – приемник, 6 – цифровой запоминающий осциллограф

Все измерения проводились при комнатной температуре.

Квантовый выход люминесценции основного резонансного перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ рассчитывался по формуле (2):

$$q = \left(\frac{\tau_{\text{эксн}}}{\tau_{\text{рад}}} \right) \cdot 100, \quad (2)$$

где $\tau_{\text{эксн}}$ – экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, $\tau_{\text{рад}}$ – радиационное время жизни люминесценции перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

Вероятность безызлучательной передачи возбуждения с иона иттербия на эрбий (η) находилась по формуле

$$\eta = 1 - \left(\frac{\tau_{\text{Yb-Er}}}{\tau_{\text{Yb}}} \right), \quad (3)$$

где τ_{Yb} – экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ образца, не содержащего ионы эрбия, $\tau_{\text{Yb-Er}}$ – экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ образца, содержащего ионы эрбия и иттербия.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости времени жизни люминесценции (τ_{Er}) для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов эрбия. С увеличением концентрации Er^{3+} время жизни люминесценции уменьшается (рис. 2а) как для фосфатной, так и для силикатной матрицы.

Это обусловлено двумя факторами: тушением возбуждения на ОН-группах [4, 5] и нелинейным ап-конверсионным тушением люминесценции [6–8].

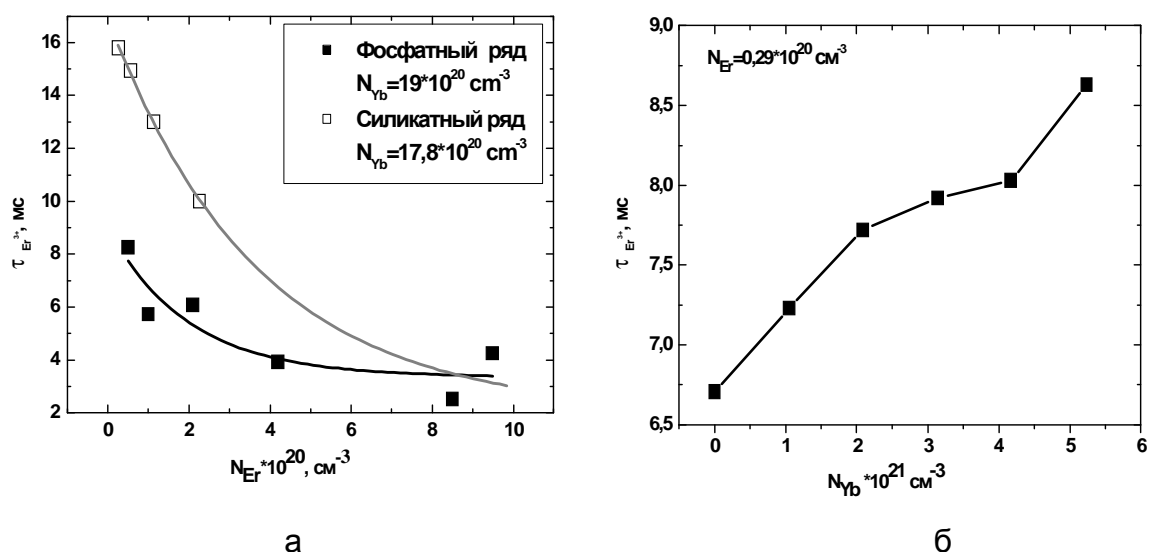


Рис. 2. Зависимость времени затухания люминесценции для лазерного перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$: а – от концентрации эрбия, б – от концентрации иттербия

На рис. 2б представлена зависимость τ_{Er} от концентрации ионов иттербия. Видно, что время жизни люминесценции увеличивается на 15% при изменении концентрации ионов иттербия от 0 до $4,17 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. В случае метафосфата иттербия (концентрация $5,24 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) τ_{Er} увеличивается на ~9%, по отношению к образцу с концентрацией $4,17 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Такое изменение может быть связано с тем, что при отсутствии иттербия ионы эрбия (образец Yr0) находятся в окружении ионов лантана. При увеличении концентрации иттербия в окружении ионов эрбия уменьшается количество ионов лантана и возрастает количество ионов Yb^{3+} (образец Yr1–Yr4). В предельном случае – метафосфате иттербия (образец Yr5) – окружение эрбия состоит только из ионов Yb^{3+} . А поскольку иттербий и лантан относятся к разным кристаллохимическим группам, это и приводит к изменению спектрально-люминесцентных свойств иона эрбия.

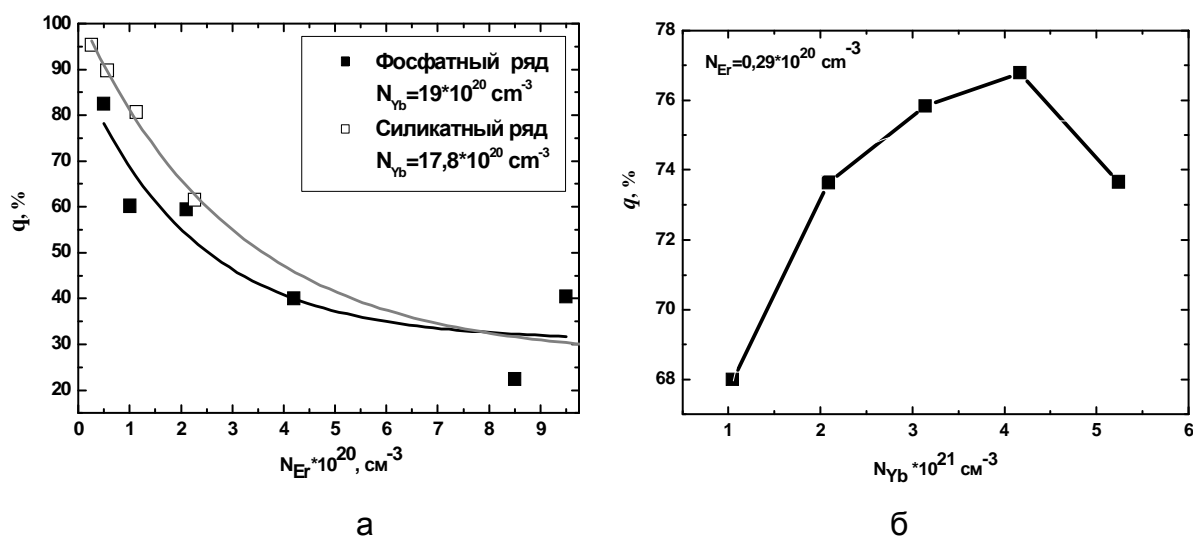


Рис. 3. Зависимость квантового выхода люминесценции (q) от концентрации: а – иттербия; б – эрбия в силикатных и фосфатных стеклах

На рис. 3 представлена зависимость квантового выхода люминесценции q для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов эрбия от концентраций ионов активаторов. Квантовый выход с увеличением концентрации эрбия ионов уменьшается (рис. 3а). Это связано с ростом нелинейных потерь, обусловленных ап-конверсионным тушением люминесценции [6–8]. При увеличении концентрации ионов иттербия (рис. 3б) до $4,17 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ квантовый выход люминесценции увеличивается. Дальнейшее увеличение концентрации иттербия приводит к уменьшению q . Увеличение квантового выхода люминесценции связано с ростом эффективности передачи возбуждения от ионов иттербия к эрбию. Уменьшение квантового выхода люминесценции для метафосфата иттербия, активированного эрбием ($5,24 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) связано с увеличением радиационного времени жизни люминесценции до 11,7 мс из-за изменения контура поглощения перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, связанного с нахождением ионов эрбия в окружении ионов иттербия.

Рассмотрим зависимости вероятностей безызлучательного переноса энергии η с ионов иттербия на ионы эрбия от концентраций ионов активаторов (рис. 4).

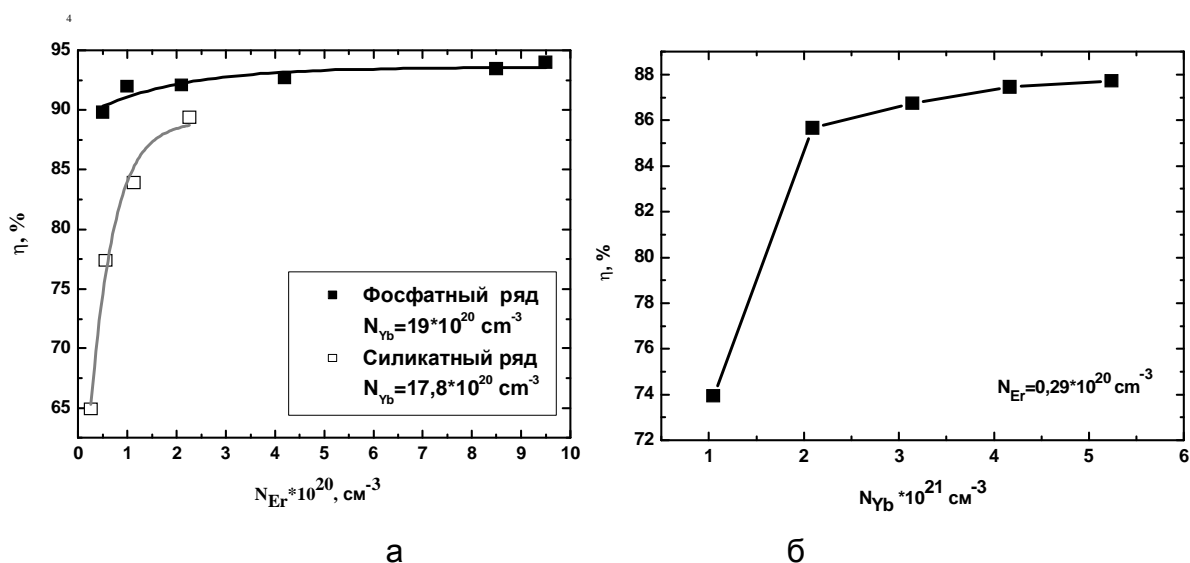


Рис. 4. Зависимость вероятности безызлучательного переноса возбуждения (η) от концентрации ионов: а – эрбия; б – иттербия

При увеличении концентрации ионов активаторов вероятность переноса энергии возрастает, так как при увеличении концентраций расстояния между ионами уменьшаются. Это приводит к увеличению вероятности безызлучательного переноса энергии с иттербия на эрбий. Наибольшее значение η – 94 % – достигается для образца Ерб ($N_{Er}=9.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $N_{Yb}=19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), минимальное – Es1 ($N_{Er}=0.26 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $N_{Yb}=17.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). При близких значениях концентрация ионов активаторов вероятность безызлучательной передачи энергии в фосфатных стеклах выше, чем в силикатных, что совпадает с известными литературными данными [4].

Заключение

Проведены исследования влияния концентраций ионов активаторов на квантовый выход люминесценции основного лазерного перехода ионов эрбия и безызлучательный перенос энергии с ионов иттербия на ионы эрбия в силикатных и фосфатных лазерных стеклах. Установлено, что квантовый выход люминесценции ионов эрбия уменьшается с увеличением концентрации эрбия ионов. Увеличение концентрации иттербия приводит к росту квантового выхода на ~ 15 %. Увеличение концентрации иттербия и эрбия приводит к росту вероятности переноса энергии возбуждения с ионов иттербия на эрбий. Полученные данные необходимы для определения предельных концентраций ио-

нов эрбия и иттербия в лазерном стекле, а также оптимизации их соотношения для наиболее эффективной работы микролазеров и планарных оптических усилителей света.

Литература

1. Snitzer E., Woodcock R. // *Appl. Phys. Lett.* 1965. V. 6. P. 45.
2. Рудницкий Ю.П., Шачкин Л.В., Залевский И.Д. О кинетике безызлучательного переноса энергии в фосфатных Yb-Er – стеклах, возбуждаемых диодным лазером. // М.: Наука. 2002, 197с., 282с.
3. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука. 1980, 352 с.
4. Desurvire E. *Erbium-doped Fiber Amplifiers*, Wiley, New York, 1994.
5. Lunter S.G., Fyodorov Yu.K. Development of erbium laser glasses. // *Proc. of F. Simp. Light materials, Laser Technology material for Optic Telecomm.* 1994. V. 2. P. 327–333.
6. Nikonorov N.V., Przhevutskii A.K., Chukharev A.V. Characterization of non-linear upconversion quenching in Er-doped glasses modeling and experiment// *J. of Non-Crystalline Solids.* 2003. V. 324. P. 92–108.
7. Hwang B.-C., Jiang C., Luo T., Le Neindre L., Watson J., Peyghambarian N. Characterization of cooperative upconversion and energy transfer of Er^{3+} and $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ doped phosphate glasses. // *Proc. of SPIE.* 1999. V. 3622. P.10–18.
8. Sergeev S., Khoptyar D., Jaskorzynska B. Upconversion and migration in erbium-doped silica waveguides in the continuous-wave excitations switch-off regime. // *Phys Review B.* 2002. V.65. № 23. P. 233104/1–4.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ НА «ЗЕРКАЛЬНОЙ» АПЕРТУРЕ
ДЛЯ КОНТРОЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ****А.Н. Иванов****Научный руководитель – кандидат технических наук, доцент В.Н. Назаров**

Описано возникновение дифракционной картины от «зеркальной» апертуры, образованной между краем объекта и отражающей излучение поверхностью. Дается объяснение возникновения поперечных полос нулевого контраста в дифракционной картине, приводится расчет их параметров. Предложены возможные области практического применения данной схемы.

Введение

Целью представленной работы является разработка новых методов дифракционного контроля. По мере уменьшения размера контролируемых объектов и роста требований к точности измерений возникают трудности, связанные с необходимостью повышения качества изображения. Это приводит к значительному усложнению измерительных приборов, особенно большие трудности возникают с наведением на края изображения контролируемого объекта. Проблема еще усугубляется тем, что приходится учитывать такие требования, как бесконтактность операции контроля, высокая скорость контроля, широкий диапазон измерений, возможность автоматизации процесса измерения и обеспечения сигнала обратной связи для активного влияния на технологический процесс.

Этим требованиям в значительной степени удовлетворяют дифракционные методы контроля (ДМК) [1, 2]. Они основаны на измерении интенсивности не в плоскости изображения объекта, а в его Фурье-спектре. Поэтому дифракционный метод измерений не связан с формированием изображения и, следовательно, в значительной степени свободен от ошибок, определяемых качеством оптической системы. Причем с уменьшением размеров контролируемых элементов точность ДМК увеличивается, так как при этом возрастают углы дифракции. Другим достоинством данного метода является инвариантность дифракционного распределения относительно пространственного смещения контролируемого объекта.

Повышение точности ДМК может быть достигнуто использованием фазовой информации, содержащейся в оптическом сигнале. Как показывает опыт, это позволяет увеличить точность измерений приблизительно на порядок [3].

Исследования показали, что к дифракционным схемам, использующим фазовую информацию, можно отнести и «зеркальную» апертуру. «Зеркальная» апертура (рис. 1) представляет собой апертуру, образованную между отражающей поверхностью и краем объекта. Экспериментальное исследование дифракционной картины от такой апертуры было проведено в работе [4], где было установлено, что она обладает двумя характерными особенностями. Во-первых, распределение интенсивности за ней соответствует распределению интенсивности от апертуры удвоенной ширины, во-вторых, если край объекта не параллелен отражающей поверхности, то дифракционная картина пересекается множеством поперечных полос нулевого контраста, расположенных перпендикулярно к ее оси симметрии. Причиной появления этих полос служит периодическое изменение фазы в пространстве за апертурой на π .

Исследование дифракционной картины от «зеркальной» апертуры

Так как механизм дифракции на данной апертуре представляет интерес, был проведен расчет дифракционной картины в области дифракции Фраунгофера, что позволило использовать для расчета дифракционной картины преобразование Фурье. Особенностью схемы является то, что благодаря зеркалу происходит деление волнового фронта перед апертурой. Это приводит к тому, что через апертуру проходят два волновых фронта, причем отраженный до попадания в апертуру волновой фронт получает фазовую задержку. Для определения амплитуды за апертурой было выполнено преобразование Фурье для каждого из этих волновых фронтов, и полученные амплитуды были просуммированы [5]. Эти интегралы были взяты, что позволило получить следующее выражение, описывающее распределение амплитуды:

$$U(x) = A \operatorname{sinc}(\omega(x) a / 2) \cos((\omega(x) a + k a \varphi) / 2), \quad (1)$$

$$A = U(x') a \exp(i k z) / i \lambda z,$$

где $\omega(x) = k x / z$ – пространственные частоты, a – ширина апертуры, φ – угол между падающим волновым фронтом и отражающей поверхностью.

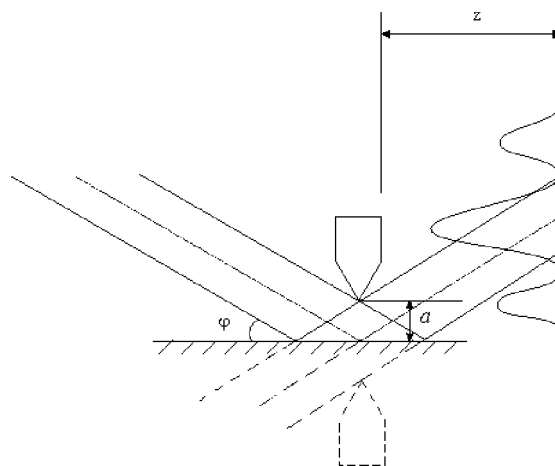


Рис. 1. Схема прохождения лучей через апертуру, образованную полуплоскостью и отражающей поверхностью

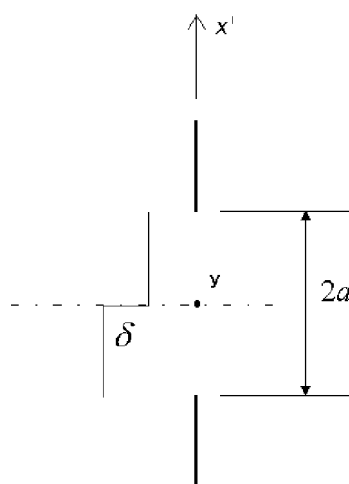


Рис. 2. Распределение фазы на входе щелевой апертуры, соответствующей «зеркальной» щели

Из работы [6] известно, что распределение амплитуды, описываемое выражением (1), соответствует распределению амплитуды от щелевой апертуры удвоенной ширины со ступенчатым распределением фазы на ее входе (рис. 2). Высота этой ступеньки определяется выражением

$$\delta = k a \varphi. \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что величина фазовой задержки зависит от ширины апертуры. Если апертура имеет переменную ширину, то это приводит к изменению высоты фазовой ступеньки вдоль апертуры, т.е. имеет место градиент фазы. Если $\delta = n 2\pi$, то имеет место дифракционная картина от обычной щелевой апертуры удвоенной ширины, если $\delta = (2n + 1)\pi$, то происходит фазовый сдвиг, и максимумы в дифракционной картине меняются местами с минимумами. При таком сдвиге будут видны полосы нулевого контраста, пересекающие дифракционную картину. Изменению фазы на π соответствует изменение ширины апертуры на $\Delta a = \lambda / 2 \varphi$, что соответствует экспериментальным данным, полученным в работе [4]. В этом случае выражение (1) может быть переписано в виде

$$U(x, y) = A \operatorname{sinc}(\omega(x) a(y) / 2) \cos((\omega(x) a(y) + k a(y) \varphi) / 2), \quad (3)$$

где $a(y)$ – функция, описывающая изменение ширины апертуры. Если край объекта наклонен к отражающей поверхности, то ширина апертуры изменяется по линейному закону $a(y) = a_0 + \theta y$, где θ – угол наклона края объекта. На рис. 3 представлен результат моделирования дифракционной картины от такой апертуры.

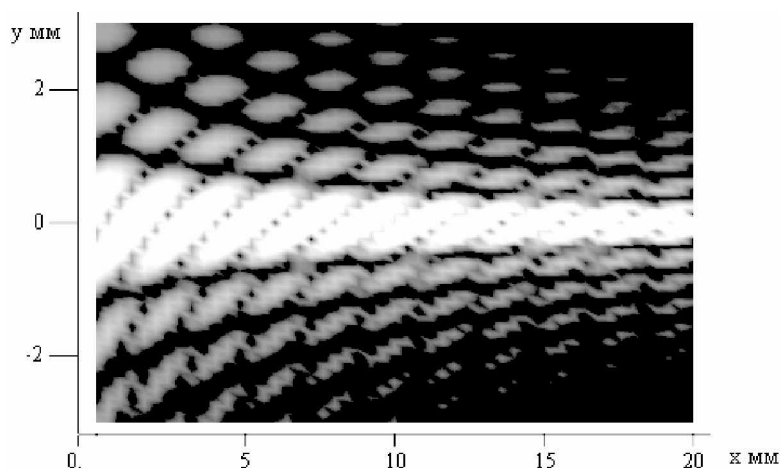


Рис. 3. Дифракционная картина от апертуры с начальной шириной 50 мкм, углом падения света на апертуру 3° и углом между отражающей поверхностью и краем объекта в 20 угл. мин.

Анализируя выражение (3), можно дать и другую интерпретацию возникновения поперечных полос нулевого контраста. Видно, что оно состоит из двух множителей, первый из которых описывает дифракционную картину от обычной щелевой апертуры, а вторая описывает систему интерференционных полос равной ширины. Можно предположить, что поперечные полосы нулевого контраста образуются при наложении этих систем полос. Чтобы получить уравнение семейства линий нулевого контраста, необходимо сначала вывести уравнения семейств линий для каждого из этих множителей. Для этого приравняем оба множителя выражения (3) к 0, и, решая их, получим параметрические уравнения

$$\operatorname{sinc}(\omega(x) a(y) / 2) = 0,$$

$$\omega(x) a(y) / 2 = m \pi,$$

$$m = \frac{a(y) \omega(x)}{2\pi},$$

$$m = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$\cos((a(y) \omega(x) - k a(y) \varphi) / 2) = 0, \quad (4)$$

$$(a(y) \omega(x) - k a(y) \varphi) / 2 = \frac{\pi}{2} (2n + 1),$$

$$n = \frac{a(y) \omega(x) - k a(y) \varphi - \pi}{2\pi}, \quad (5)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Тогда параметрическое уравнение линий поперечных полос нулевого контраста может быть найдено как разность полученных параметрических уравнений (4) и (5):

$$p = m - n,$$

$$p = \frac{k a(y) \varphi + \pi}{2\pi}, \quad (6)$$

$$p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Полученное параметрическое уравнение не зависит от x , поэтому при любой форме апертуры полосы нулевого контраста будут расположены перпендикулярно оси y .

Рассмотрим полученную картину на примере апертуры, образованной наклоном края объекта. Ширина апертуры будет определяться выражением $a(y) = a_0 + \theta y$. Подставляя его в параметрические уравнения, приведенные выше, и выражая из них y , получаем следующие уравнения семейств линий:

$$y = \left(\frac{2\pi m}{\omega(x)} - a_0 \right) / \theta,$$

$$y = \left(\frac{(n + 1/2) 2\pi}{\omega(x) - k\varphi} - a_0 \right) / \theta,$$

$$y = \left(\frac{(p + 1/2) 2\pi}{k\varphi} - a_0 \right) / \theta.$$

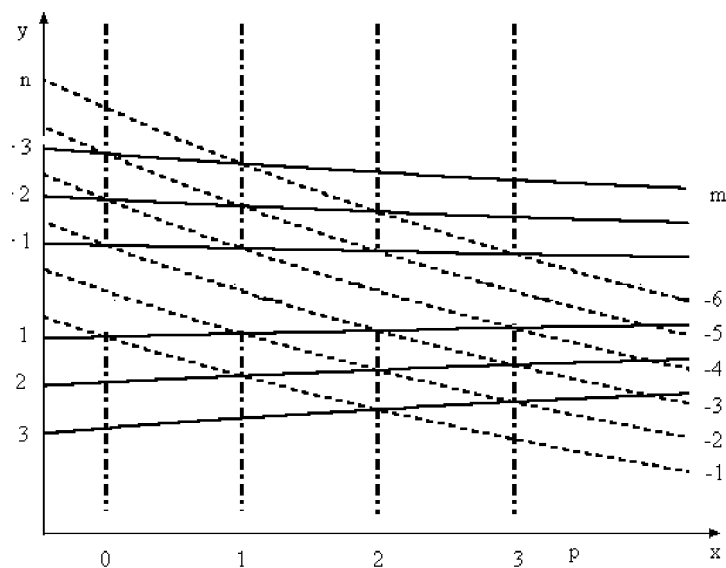


Рис. 4. Схематичное представление образования системы полос нулевого контраста при наложении систем интерференционных и дифракционных полос

Схема возникновения полос показана на рис. 4. Ширина полос тогда будет определяться разностью $S = y(p_2) - y(p_1)$, и в данном случае она равна $S = \lambda / \theta \varphi$.

Заключение

Вышесказанное позволяет говорить о возможности построения схем дифракционного контроля с использованием поперечных полос. Использование фазовой информации, содержащейся в спектре от такой апертуры, позволяет сделать данную схему крайне чувствительной к изменению формы апертуры. Предварительный расчет показывает, что изменение ширины трапецевидной апертуры, образованной наклоном края объекта, на единицы микрометров приводит к смещению поперечных полос на единицы миллиметров, т.е. коэффициент преобразования перемещения имеет значения порядка 10^3 . Кроме того, схема имеет высокую чувствительность к изменению угла между краем объекта и отражающей поверхностью. Его изменение в пределах десятой доли угловой минуты приводит к изменению ширины поперечной полосы приблизительно на миллиметр. Класс объектов, которые могут быть проконтролированы с помощью подобной схемы, включает в себя зазоры, образованные эталонным зеркалом и контролируемые изделиями, при анализе прямолинейности их профиля, а также при анализе вибраций и биений. Подобная схема не требовательна к качеству поверхности эталонного зеркала, так как углы падения на него велики.

К сожалению, подобная схема обладает очень серьезным недостатком – поперечные полосы локализованы в области побочных минимумов дифракционной картины, на которые приходится всего около 14% энергии, прошедшей через апертуру. Кроме этого, происходит падение амплитуды по направлению к периферии дифракционной картины, что ведет к кажущемуся уширению полос. Все это может привести к значительному снижению точности измерений. Поэтому в дальнейшем предполагается для повышения амплитуды сигнала в области локализации полос использовать дифракционные решетки.

Литература

1. Быстров Ю.А., Колгин Е.А., Котлецов Б.Н. Технологический контроль размеров в микроэлектронном производстве. М.: Радио и связь, 1988.
2. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. // Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л.: Машиностроение, 1978.
3. Назаров В.Н., Линьков А.Е. Дифракционные методы контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 2. С. 76–81.
4. Pryor T.R., Hageniers O.L., North W.P.T. Diffractographic dimensional measurement. Part 1: Displacement measurement. // Appl. Opt. 1972. Vol. 11, № 2. P. 308–313.
5. Иванов А.Н. Дифракция на «зеркальной щели». // Вестник второй межвузовской конференции молодых ученых. Санкт-Петербург. 2005. Т. 3. С. 72–76.
6. Diaz – Uribe R., Jimenez – Hernandez A. Phase measurement for segmented optics with 1D diffraction patterns. // Optics Express. 2004. Vol. 12. № 7. P. 1192–1204.

ТЕСТИРОВАНИЕ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА БЕССЕЛЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ОБЪЕКТИВОВ

А.Г. Егоров

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор С.М. Латыев

В статье рассматривается усовершенствованный метод Бесселя для измерения фокусных расстояний объективов, главным достоинством которого является независимость измерений исходных величин от положения главных плоскостей объектива.

Введение

Основной характеристикой объектива является фокусное расстояние f' . Большинство известных методов измерения f' – метод увеличения, угловых измерений, автоколлимационный и др. – предполагают использование дорогостоящих средств измерения и обладают недостаточной точностью [1, 2]. В данной работе исследуются вопросы измерения фокусных расстояний объективов f' при помощи метода Бесселя. В работе [3] дается следующая положительная характеристика: «Точным методом определения величины f' линзы является метод Бесселя, который принципиально исключает влияние на результат местоположения главных плоскостей линзы». Далее рассмотрим установку для измерения фокусных расстояний по методу Бесселя.

Основная часть

Установка для измерения фокусных расстояний линз по методу Бесселя (рис. 1) состоит из скамьи 1, матового стекла с маркой 2, лампочки 3, перемещающейся положительной линзы 4, экрана 5 и линейной шкалы 6. Перемещая линзу 4 между матовым стеклом с маркой 2 и экраном 5, получают два резких изображения марки 2 на экране 5 и измеряют по шкале 6 величину перемещения A линзы 4 между моментами появления этих изображений на экране 5.

Перед измерением фокусного расстояния линзы 4 необходимо измерить расстояние L между матовым стеклом с маркой 2 и экраном 5, а также проверить условие возможности выполнения перефокусировки линзы 4 заключающееся в том, чтобы фокусное расстояние линзы 4 было положительным, а расстояние L между стеклом с маркой 2 и экраном 5 было больше 4 фокусных расстояний f' линзы 4. По результатам косвенных измерений расстояний L и A вычисляют фокусное расстояние линзы f' по формуле Бесселя

$$f' = \left(\frac{L - A}{4 \cdot L} \right).$$

Для проверки работы формулы Бесселя проведем графическое построение изображения y' предмета y при помощи идеальной положительной линзы с заранее известными конструкторскими параметрами с линейным увеличением $V=2$ и рассчитаем для этой модели все необходимые отрезки при помощи формул геометрической оптики.

Из рис. 2 найдем выражение для расчета расстояния L и расстояния A :

$$L = a + f_0 + HH' + f_0' + a',$$

$$A = a' - a.$$

Отрезки a, f_0, HH', f_0' и a' можно найти по формулам геометрической оптики:

$$a = \frac{f_0'}{V},$$

$$a' = f_0' \cdot V,$$

$$f_0' = \frac{n \cdot r_1 \cdot r_2}{(n-1) \cdot (n \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n-1))},$$

$$HH' = \frac{d \cdot (n-1) \cdot (r_2 - r_1 + d)}{n \cdot (r_2 - r_1) + (n-1) \cdot d},$$

$$f_0' = -f_0.$$

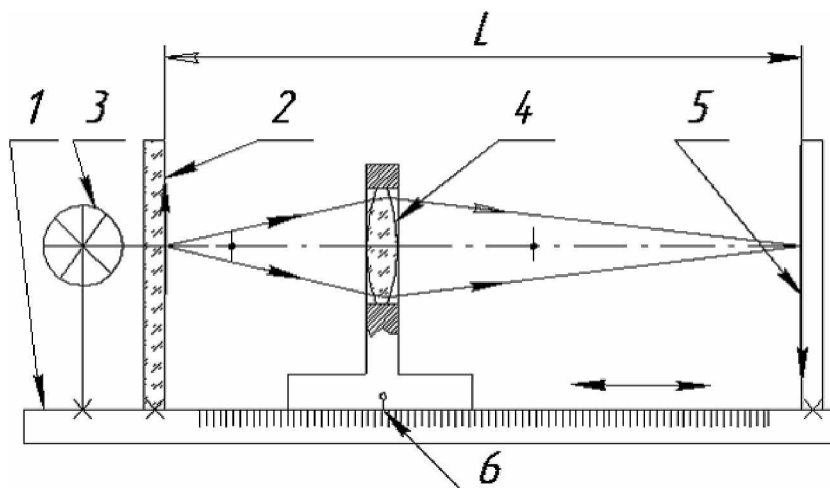


Рис. 1. Схема установки для измерения фокусных расстояний линз по методу Бесселя: 1 – скамья; 2 – матовое стекло с маркой; 3 – лампочка; 4 – перемещающаяся положительная линза; 5 – экран; 6 – линейная шкала

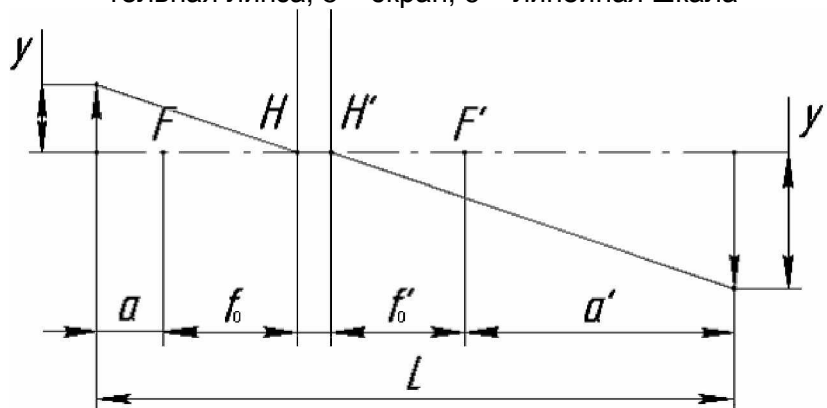


Рис. 2. Графическое построение изображения y' предмета y положительной линзой с линейным увеличением $V=2$: a – расстояние от осевой точки предмета до передней главной точки H , a' – расстояние от осевой точки изображения до задней главной точки H' , f_0 – переднее фокусное расстояние, f_0' – заднее фокусное расстояние, F – передний фокус, F' – задний фокус, L – расстояние между маркой и её изображением, HH' – расстояние между передней и задней главными плоскостями линзы

В качестве модели идеальной тест-линзы возьмем двояковыпуклую линзу со следующими конструкторскими параметрами:

$$V=2, n=1,5, r_1=20, r_2=-20 \text{ и } d=2,$$

где n – показатель преломления стекла линзы, r_1 – радиус кривизны первой поверхности линзы, r_2 – радиус кривизны второй поверхности линзы, d – толщина линзы по оптической оси. В результате расчетов получим следующие параметры тест-линзы:

$$f_0' = 20,339, a = 10,169, a' = 40,678, L = 92,169, A = 30,508, HH' = 0,644.$$

Расчет фокусного расстояния тест-линзы по формуле Бесселя дает значение 20,518 мм. Погрешность расчета $\Delta f'$ по формуле Бесселя составила 0,179 мм.

Преобразуем формулу Бесселя, уменьшив расстояния L на величину HH' , и снова рассчитаем фокусное расстояние тест-линзы:

$$f_{0i}' = \frac{(L - HH')^2 - A^2}{4 \cdot (L - HH')}.$$

Получим $f_{0i}' = 20,339$ мм, а $\Delta f' = 0$.

Проведенное тестирование формулы Бесселя показало, что она справедлива только для бесконечно тонких линз, у которых расстояние HH' принимается равным нулю. Для реальных линз, тем более объективов, в формуле Бесселя необходимо учитывать расстояние между передней и задней главными плоскостями линзы HH' .

Для повышения информативности измерений предлагается при измерениях по методу Бесселя дополнительно проводить поперечные измерения размеров марки u и ее увеличенное y_{uv}' и уменьшенное y_{um}' изображения.

По результатам измерений увеличенного y_{uv}' и уменьшенного y_{um}' изображений марки u можно рассчитать линейное увеличение V испытываемого объектива на расстоянии L между маркой и ее изображениями по формуле

$$V = \sqrt{\frac{y_{uv}'}{y_{um}'}}.$$

Зная линейное увеличение V испытываемого объектива, можно рассчитать фокусное расстояние объектива f_{0i}' :

$$f_{0i}' = \frac{A}{V - \frac{1}{V}}.$$

Для выбранного тест-объекта получим $f_{0i}' = 20,339$ мм.

Полученные выше результаты измерений L , f_{0i}' и V позволяют рассчитать, т.е. косвенно измерить, величину HH' по формуле:

$$HH' = L - 2 \cdot f_{0i}' - f_{0i}' \left(V + \frac{1}{V} \right).$$

Проведенный по этой формуле расчет расстояния между передней и задней главными плоскостями тест-линзы HH' дал результат 0,644 мм. Подставив этот результат в формулу Бесселя при идеальных измерениях, получаем ожидаемую величину фокусного расстояния тест-линзы $f_{0i}' = 20,339$ мм.

Измерения поперечных размеров, таких как увеличенное y_{uv}' и уменьшенное y_{um}' изображения марки, целесообразно производить цифровыми методами при помощи ПЗС-матрицы. На рис. 3 представлена схема установки для измерения фокусных расстояний объективов методом Бесселя с поперечным измерением размеров изображений при помощи ПЗСМ.

При помощи ПЗСМ получаем уменьшенное и увеличенное изображение раstra, которые представлены на рис. 4. Величину увеличения испытываемого объектива можно рассчитать по следующей рабочей формуле:

$$V = \sqrt{\frac{b_{uv} - a_{uv}}{b_{um} - a_{um}}}, \quad nr_{uv} = nr_{um},$$

где V – линейное увеличение исследуемого объектива, b_{uv} – номер пикселя, изображающего последнюю точку увеличенного изображения исследуемого периода раstra, a_{uv} – номер пикселя, изображающего первую точку увеличенного изображения исследуемого периода раstra, b_{um} – номер пикселя, изображающего последнюю точку

уменьшенного изображения исследуемого периода раstra, a_{um} – номер пикселя, изображающего первую точку уменьшенного изображения исследуемого периода раstra, nr_{uv} – число измеряемых периодов раstra на его уменьшенном изображении, nr_{um} – число измеряемых периодов раstra на его увеличенном изображении. Данные о точках a и b снимаются с графика интенсивности черно-белого полутонового представления растрового изображения столбца цифрового изображения раstra в зависимости от номера пикселя (рис. 5).

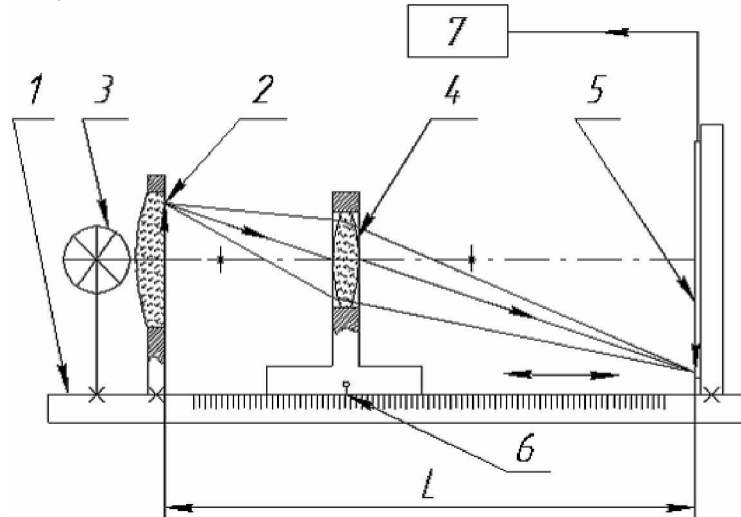


Рис. 3. Схема установки измерения фокусных расстояний объективов методом Бесселя с поперечным измерением размеров изображений при помощи ПЗСМ: 1 – станина; 2 – конденсор с растром; 3 – лампа; 4 – объектив; 5 – ПЗСМ; 6 – линейное отсчетное устройство; 7 – монитор ЭВМ

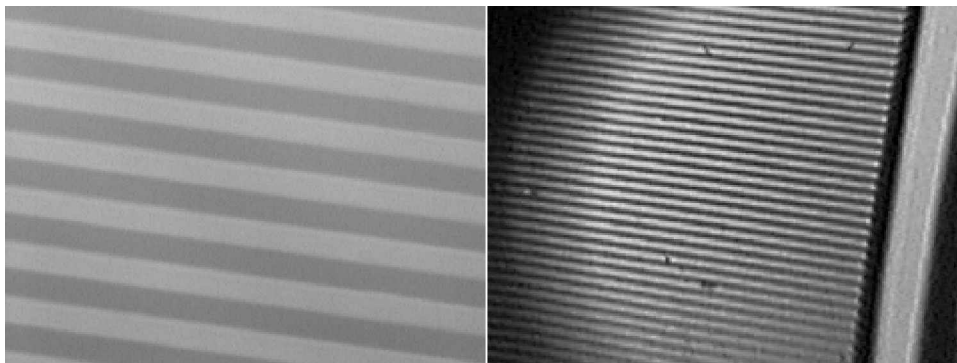


Рис. 4. Пример изображения раstra (уменьшенного и увеличенного), полученного на установке для измерения фокусных расстояний объективов методом Бесселя с поперечным измерением размеров изображений при помощи ПЗСМ

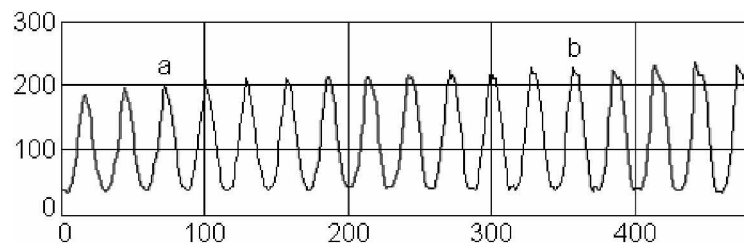


Рис. 5. График интенсивности черно-белого полутонового представления растрового изображения столбца цифрового изображения раstra в зависимости от номера пикселя ($a=72$, $b=356$)

Заключение

В статье рассмотрен усовершенствованный метод Бесселя для измерения фокусных расстояний объективов, главным достоинством которого является независимость измерений исходных величин от положения главных плоскостей объектива.

Литература

1. Афанасьев В.А. Оптические измерения. М.: Высшая школа, 1981.
2. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. М.: Машиностроение, 1987.
3. Лабораторный практикум по оптике. Л.: ЛИТМО, 1984.
4. Кулагин С.В., Апарин Е.М. Проектирование фото- и киноприборов. М.: Машиностроение, 1986.
5. ГОСТ 7427-76. Геометрическая оптика. Термины, определения и буквенные обозначения.
6. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.- Л.: Машиностроение, 1966.

КОНТРОЛЬ ОПТИКИ МИКРООБЪЕКТИВОВ НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ БОКОВОГО СДВИГА ПО СХЕМЕ РОНКИ

А.Н. Куликов

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.К. Кирилловский

Описан метод контроля оптики микрообъективов на интерферометре бокового сдвига с дифракционной решеткой по схеме Ронки. Представлена схема реализации данного метода.

Введение

Вибрация является одной из причин, по которым ограничиваются диапазон измерений и чувствительность интерференционных методов контроля aberrаций оптических систем. В связи с этим представляются весьма перспективными разработка и совершенствование методов, нечувствительных к вибрациям. В частности, к таким методам относится контроль aberrаций с использованием сдвигового интерферометра с дифракционной решеткой. Подобная схема, предназначенная для контроля астрономических систем, была предложена еще в начале прошлого века итальянским ученым Васко Ронки [1].

Достоинства сдвиговых интерферометров неоднократно отмечались ранее [2, 3]. Помимо нечувствительности к вибрациям, интерферометры сдвига обладают рядом других важных достоинств, таких как отсутствие необходимости внесения в схему образцового зеркала, отсутствие aberrаций, вносимых светоделительными пластинами. Интерферометры сдвига дают возможность изучения сложных по форме волновых фронтов и исследований в натуральных условиях (например, при контроле оптики телескопа, где в качестве источника света используется звезда).

В данной статье представлена схема установки с дифракционной решеткой для контроля оптики микрообъективов, собранная [3] на базе биологического микроскопа «Биолам» и внедренная в учебный процесс СПбГУ ИТМО.

Принцип действия интерферометра по схеме Ронки

Сферическая волна с центром в точке P падает на дифракционную решетку R , установленную перпендикулярно к оптической оси (рис. 1). Решетка имеет частоту m и располагается на расстоянии y от центра кривизны падающей на нее сферической волны.

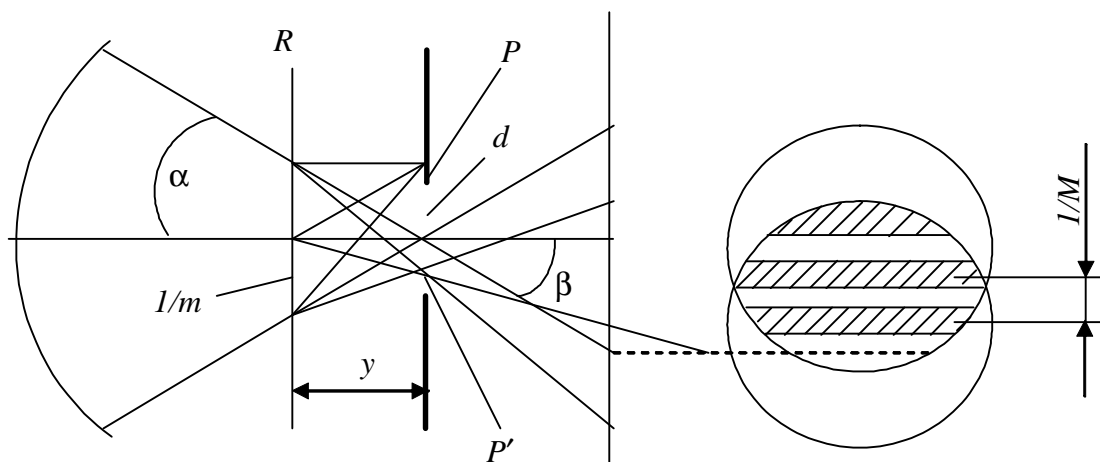


Рис. 1. Схема интерферометра Ронки

По обеим сторонам от точки P образуются дифракционные спектры различных порядков, имеющие для монохроматического света вид точек. Расстояние между спектрами в первом приближении для малых углов дифракции равно $d = y\beta$, где β – угол дифракции, $\beta = m\lambda$, отсюда

$$d = ym\lambda. \quad (1)$$

Таким образом, решетка порождает ряд дифрагированных волн, повернутых на угол β и смещенных относительно друг друга на расстояние d . При малой величине d и монохроматическом освещении образовавшиеся дифрагированные фронты подобны исходному сферическому волновому фронту. Два соседних дифрагированных фронта, расходящиеся из точек P и P' , образуют в той области пространства, где они пересекаются, интерференционные полосы. На экране эти полосы прямолинейны, параллельны и отстоят друг от друга на равные промежутки. Угол отклонения волнового фронта первого порядка равен углу дифракции β .

Из рис. 2 видно, что шаг интерференционной полосы равен

$$M = \beta_n/\lambda.$$

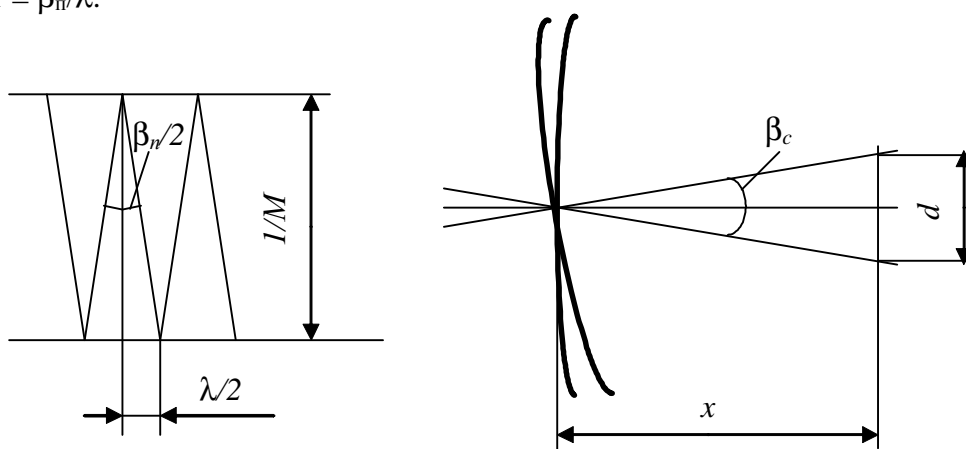


Рис. 2. Принцип образования полос в интерферометре с дифракционной решеткой

Для сферических волновых фронтов угол наклона составляет $\beta_c = d/x$. Отсюда шаг интерференционных полос равен $M = d/\lambda x$. Подставив d из формулы (1), имеем:

$$M = my/x. \quad (2)$$

Отсюда следует, что в интерферометре с дифракционной решеткой частота интерференционных полос не зависит от длины волны освещения, а определяется лишь частотой решетки и ее положением относительно плоскости изображения, а также то, что расстояние между интерференционными полосами может быть определено на основании простых геометрических соотношений.

Схема установки и методика проведения исследований

Схема предлагаемой установки представлена на рис. 3 [4]. Установка собрана на основе биологического микроскопа «Биолам». В качестве источника света используется лампа накаливания с набором монохроматических светофильтров для длин волн $\lambda_1 = 546.07$ нм и $\lambda_2 = 656.27$ нм. Так как установка работает по принципу сдвигового интерферометра, образцовая поверхность в ней отсутствует. В схеме применяется линейная дифракционная решетка с частотой 12,5 лин/мм. Задний рабочий отрезок микрообъектива $x=140$ мм.

Для получения интерферограммы от микрообъектива необходимо, используя в микроскопе окуляр, сначала сфокусироваться на тест-объект (точечный препарат), по-

мещенный на предметный столик микроскопа, затем найти вертикально расположенный светлый штрих, который материализует тест-объект «светящаяся линия» и подвижками столика привести тест-объект в центр поля.

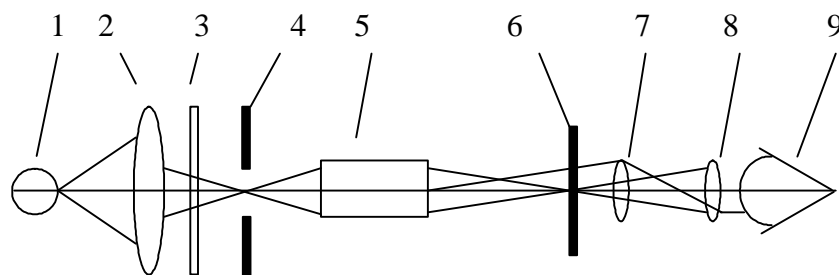


Рис. 3. Схема установки: 1 – лампа; 2 – конденсор; 3 – светофильтр; 4 – точечная или щелевая диафрагма; 5 – исследуемый микрообъектив; 6 – дифракционная решетка; 7 – объектив наблюдательной системы; 8 – окуляр наблюдательной системы; 9 – глаз наблюдателя

После этого необходимо заменить окуляр вспомогательным микроскопом (трубка Мир-4) и сфокусироваться на выходной зрачок исследуемого микрообъектива. Затем фокусировкой вспомогательного микроскопа нужно найти положение, при котором в зрачке будет наблюдаться система параллельных темных полос на светлом фоне. При недостаточном контрасте полос необходимо повернуть трубку Мир-4 в тубусе микроскопа так, чтобы направление штрихов решетки также стало вертикальным и совпало с направлением тест-объекта «светящаяся линия».

Число интерференционных полос можно менять с помощью продольных подвижек тубуса микроскопа.

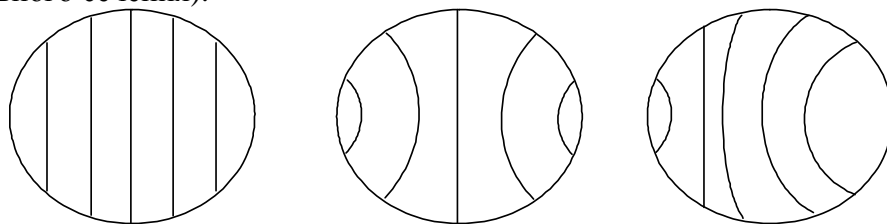
По виду полученной интерференционной картины можно оценить характер аберраций исследуемого микрообъектива (рис. 4).

Можно измерить частоту интерференционных полос по среднему сечению картины Ронки в двух длинах волн и рассчитать хроматическую разность для исследуемого микрообъектива.

Из формулы (2) следует, что

$$y = Mx/m,$$

где M – частота интерференционных полос в зрачке исследуемого микрообъектива (для диаметрального сечения).



а) отсутствие аберраций; б) сферическая аберрация; в) кома

Рис. 4. Определение характера аберраций исследуемой системы

Для двух исследуемых длин волн имеем:

$$y_{\lambda_1} = M_{\lambda_1} x / m,$$

$$y_{\lambda_2} = M_{\lambda_2} x / m.$$

Хроматическая разность определяется следующим образом:

$$\Delta y_{\lambda} = y_{\lambda_1} - y_{\lambda_2}.$$

Заключение

Исследование аберраций оптических систем с помощью интерферометров сдвига с дифракционной решеткой является весьма перспективным, главным образом, благодаря устойчивости данных интерферометров к вибрациям. Представленная выше схема является одним из вариантов реализации данного метода.

В текущий момент развитие практической оптики характеризуется потребностью в количественном росте и качественном развитии приборов оптического контроля, измерений и исследований, в том числе – в части исследований аберраций оптических систем и ошибок деталей, вызывающих деформацию волнового фронта. Указанная потребность проявляется:

- в областях производства, распространения и эксплуатации оптических приборов;
- в оптических исследованиях;
- в сфере образования.

В числе недостатков традиционных интерферометров, построенных с использованием образцовой детали, необходимо указать:

- чувствительность к вибрациям и к качеству когерентности источника излучения;
- высокая стоимость аппаратуры в связи с необходимостью изготовления эталонной детали с точностью на уровне $\lambda/20$ и точнее.

В связи с указанным, в порядке развития рассматриваемого направления нами предполагается программа разработок методов, аппаратуры и программного обеспечения на модернизированном вибрoneзависимом интерферометре по схеме Ронки. Достоинства создаваемой аппаратуры будут следующими:

- возможность работы с нелазерными источниками излучения малой когерентности;
- интерферометрия в широком непрерывном спектральном диапазоне и простота, в случае необходимости, выделения необходимых рабочих длин волн;
- простота и невысокая стоимость схемных решений и аппаратного обеспечения разработок;
- компьютеризация метода, дающая автоматизацию считывания и обработки данных с возможностью оперативного определения широкого круга количественных характеристик исследуемого оптического элемента (карта деформации волнового фронта, RMS и массив коэффициентов Цернике, а также функции передачи модуляции, концентрации энергии, функции рассеяния точки и линии).

Литература

1. Ронки В. Испытание оптических систем. М.-Л.: Гостехтеориздат, 1933. 102 с.
2. Васильев Л.А., Ершов И.В. Интерферометр с дифракционной решеткой. М.: Машиностроение, 1976, с. 5–6.
3. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. Л.: Машиностроение, 1984. 198 с.
4. Кирилловский В.К. Методическое пособие к лабораторным работам по дисциплине «Приборы для научных исследований», лаб. раб. № 7. (http://aco.ifmo.ru/student/disciplines/opt_mes.html (раздел – «Приборы для научных исследований»)).

ОГРАНИЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СТЕКЛА С НИЗКОЙ ДИСПЕРСИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОЧКОВОЙ ОПТИКЕ

М.В. Погумирский, Е.К. Пруненко

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Э.С. Путилин

В работе рассматриваются материалы разных производителей, применяемые для изготовления очковых линз с разными показателями преломления и дисперсией. На примере этих материалов показано, что конструктивные параметры очковых линз влияют на качество изображения и зрительное восприятие пациента.

Введение

Использование материалов на основе органического стекла с высоким показателем преломления в 2 раза снижает массогабаритные характеристики очковых линз по сравнению с линзами из минерального стекла. До 2002 г. продажи линз, изготовленных из полимера на основе диэтиленгликольбисаллилкарбоната с введенными в него присадками, увеличившими показатель преломления до $n_e = 1,67$, носили единичный характер. К 2005 г. линзы из вышеупомянутого материала за счет снижения стоимости стали распространенным товаром. Это позволило проанализировать и высказать некоторые предположения по проблеме, возникающей в очковой коррекции, а именно влияние хроматической аберрации на исправление недостатков глаза.

В литературе не встречается описание хроматических аберраций очковых линз. При рассмотрении данного вопроса был проведен анализ расчета хроматической аберрации положения несколькими способами применительно к очковой оптике.

Материалы, используемые для изготовления очковых линз

Получившие распространение в 90 годах минеральные стекла с показателем преломления 1,653 ЛОФ-1 (Легкий особый флинт) Лыткаринского завода оптического стекла обладали недостатками – легкая желтоватая окрашенность массы стекла и дисперсия около 28. Достоинствами в то время являлась невысокая плотность стекла ($2,6 \text{ г/см}^3$) и высокий для того времени в очковой промышленности показатель преломления. Действовавший ГОСТ 23265-78 «ЛИНЗЫ ОЧКОВЫЕ» не оговаривал радиуса и показатель преломления, из которых необходимо изготавливать очковые линзы, что и позволило применить новый материал. ГОСТ нормировал значение оптической силы линзы. Ранее линзы изготавливали из стекла марки БОК-3 ($n_d = 1,523$, дисперсия 60), которое по своим свойствам является почти полным аналогом стекла К-.

Пациенты, для которых были изготовлены линзы из стекла ЛОФ-1, в большинстве случаев оставались довольны габаритными параметрами линз, а именно, линзы получались более тонкими и более плоскими, что заметно при величине задней вершиной рефракции более +4,00 дптр. В результате применения нового материала появились линзы с группой новых параметров: новые значения пар радиусов, меньшая толщина линзы по центру, дисперсия в два раза меньше и окрас (желтоватый тон) материала.

Появившиеся линзы вызывали в некоторых случаях нарекания со стороны пациентов, мотивацией отказа от таких линз в основном служил неприятный окрас линзы, другие причины отказа пациенты не могли сформулировать. Выявить, что именно беспокоило пациентов, не представлялось возможным – параметров, которые изменяются, слишком много.

Появившиеся впоследствии на рынке России минеральное стекло фирмы Корнинг и фирмы Шотт Дезаг с показателем преломления 1,70, дисперсией 35, плотностью

3,2 г/см³ вытеснило со временем стекло ЛОФ-1. Достоинством этих стекол является отсутствие окраса. Но и к линзам из этих марок стекол иногда возникают претензии. Объяснением претензий была признана недостаточная прозрачность линз. Высокое отражение на границах раздела преломляющих сред вызывает снижение пропускания света и появление бликов. Эта проблема была решена путем нанесения просветляющих покрытий. Следует заметить, что изготовители стекла не предлагают заготовок для положительных линз, следовательно, положительные линзы не изготавливаются. У линз, изготовленных из стекла фирмы Корнинг в сравнении со стеклом БОК-3 значительно сильнее хроматическое разложение света в спектр.

Органическое стекло конкурирует с вышеупомянутыми материалами, и основным преимуществом является малая масса линзы, так как плотность полимеров не более 1,34 г/см³. Характеристики вышеупомянутых стекол представлены в табл. 1. Проследивается следующая зависимость: с увеличением показателя преломления уменьшается величина дисперсии. В табл. 1 указаны значения, заявляемые изготовителями стекол [1–4].

Материал	n_d	n_e	Плотность г/см ³	Коэффициент дисперсии	Изготовитель
Минеральные стекла					
Бесцветный крон	1,523	1,525	2,48	58,5	Corning
БОК-3	1,523		2,4	60	Завод «ОПТИК»
1,6/41 blank	1,600	1,604	2,63	41,2	Corning
ЛОФ-1	1,623		2,6	28	ЛЗОС
1,7/35 blank	1,700	1,705	3,21	34,4	Corning
1,7/42 blank	1,700	1,705	3,21	41,4	Corning
1,8/35 blank	1,802	1,807	3,65	34,4	Corning
1,9/31 blank	1,885	1,892	3,99	30,4	Corning
Органические стекла					
CR-39	1,498	1,500	1,3	58	PPG Industries
ORMA 1,5		1,502	1,32	58	ESSILOR
Trivex	1,532	1,534	1,1	46	PPG Industries
Sola Spectralite	1,537	1,540	1,2	47	Sola
PPG HIP	1,560	1,563	1,2	38	PPG Industries
ORMEX	1,558	1,561	1,23	37	ESSILOR
CLEX 1,56	1,560		1,19	42	Korea Optical
Поликарбонат	1,586	1,589	1,2	30	PPG Industries
Hoya Eyas 1,6	1,600	1,603	1,3	42	Hoya
Hoya Teslalid	1,710	1,715	1,4	32	Hoya
CLEX 1,67	1,667		1,35	32	Korea Optical
Nikon	1,74	1,745	1,4	32	Nikon

Таблица 1. Оптические характеристики стекол

Появление органических стекол с высоким показателем преломления и с низкой дисперсией вновь стало вызывать претензии у пациентов. Претензии можно разделить на несколько групп:

- неоправданные ожидания к внешнему виду линзы;
- некомфортные ощущения при ношении очков.

Интерес представляет вторая группа нареканий, поскольку дается оценка не удовлетворяющих заказчика параметров.

Основные отличия линз с высоким показателем преломления от обычных заключаются в следующем:

- при изготовлении применяются другие радиуса – более плоские;
- толщины линз имеют меньшие значения;

- отражения на границах раздела преломляющих сред создаёт дискомфорт у пользователей;
- дисперсия стекла меньше (до 2 раз).

От нормирования радиусов и минимизации изоастигматизма отказались в 70-х годах с введением ранее упомянутого ГОСТа. Определенные нарекания у пациентов имеются именно к этой особенности (так называемая проблема «непереносимости радиусов»). В статье мы подробнее рассмотрим проблемы, вызываемые малым значением дисперсии.

Следует заметить, что все полимеры с показателем более 1,56 в большинстве случаев имеют просветляющее покрытие.

Особенно интересно сравнить материал ORMEX и обычное стекло БОК-3: их характеристики достаточно близки, при этом оба эти материала встречаются и без покрытия.

Расчет хроматической aberrации положения

Произведем расчет величины хроматической aberrации положения по методике, предложенной И.А. Турыгиным [5]. Кратко изложим методику, по которой произведем расчет.

«Положим, что светящаяся точка находится на оптической оси системы и посылает во входной зрачок линзы лучи разных длин волн (рис. 1). Изображения предметной точки, образуемые оптической системой в лучах разных длин волн, будут находиться в разных местах на оптической оси системы. Это явление называется хроматической aberrацией положения или сокращенно – хроматизм положения» [5].

Полученное пятно имеет цветную окраску. Это явление окрашивание точки или линии – размытие краев – особенно в зоне резкой границы белого и черного, вызывает нарекания. У пациентов с положительной диоптрией это явление выражено для точек в центре рассматриваемого объекта, а у миопов (отрицательная диоптрия, большая толщина линзы по краю) – на краях объектов.

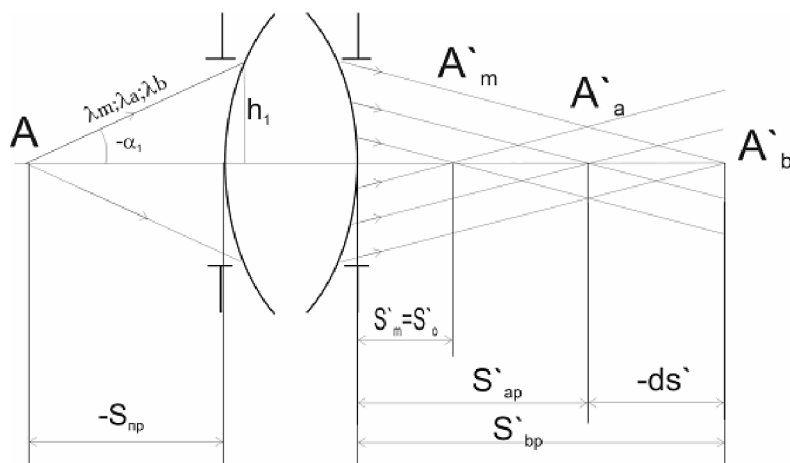


Рис. 1. Ход лучей в оптической системе, обладающей хроматической aberrацией положения

Величину хроматической aberrации положения характеризуют расстоянием ds'

$$ds' = S'_{ap} - S'_{bp}, \quad (1)$$

где S'_{ap} – расстояние от поверхности линзы до A'_a ; S'_{bp} – расстояние от поверхности линзы до A'_b . Величина хроматической aberrации положения зависит от конструктив-

ных элементов системы, дисперсии оптических сред и положения светящейся точки относительно системы.

При замене радиусов кривизны и толщин параметрами первого вспомогательного луча можно рассчитать α_k и h_k

$$\alpha_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}} \alpha_k + \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} r_k} h_k; \quad (2)$$

$$h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1} d_k.$$

Для паракиальной области зависимость ds' примет вид, удобный для оптических расчетов [7]:

$$ds' = \frac{n_1 a_1^2}{n_p \alpha_p^2} ds_1 + \frac{1}{n_p \alpha_p} S_{1xp}, \quad (3)$$

где ds_1 – хроматическая aberrация положения у предмета (для данной системы ds_1 равно нулю, так как оптическая система однокомпонентная и источник не имеет хроматической aberrации); S_{1xp} – первая хроматическая сумма, определяется формулой:

$$S_{1xp} = \sum_{k=1}^{k=p} h_k C_k, \quad (4)$$

где

$$C_k = \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \mu_k} \Delta \frac{1 - \mu_k}{v_k}, \quad (5)$$

v_k – коэффициент дисперсии оптических сред для спектрального интервала длин волн от λ_a до λ_b :

$$v_k = \frac{n_k - 1}{n_{ak} - n_{bk}}. \quad (6)$$

Так как $ds_1 = 0$, то формула (3) записывается в виде:

$$ds' = \frac{1}{n_p \alpha_p} S_{1xp}. \quad (7)$$

Подробнее вывод формул можно найти в литературе [5, 6].

Рассмотрим на примере расчет хроматизма положения для линз из материала ORMEX и БОК-3. Зададим следующие параметры линзы:

$$\begin{aligned} R1 &= 62,25 \text{ мм}, & n &= 1; \\ d &= 8 \text{ мм}, & n &= 1,558; \\ R2 &= -399,88 \text{ мм}, & n &= 1; \\ v \text{ (дисперсия)} &= 37, & \mu &= 1/n = 0,64, \end{aligned}$$

точка на бесконечности, плюсовой мениск ORMEX.

Пользуясь формулами (2), находим значения параметров α_k и h_k .

Так как $S_{pp} = \infty$, то $\alpha_1 = 0$. Положение первого вспомогательного луча определяется высотой h_1 на главных плоскостях первой преломляющей поверхности. Пусть $h_1 = 10$ мм. Из формул (2) следует:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0; \quad h_1 = 10 \text{ мм}; \\ \alpha_2 &= 0 + 10 \cdot 0,558 / (1,558 \cdot 62,25) = 0,0575; \\ h_2 &= 10 - 0,0575 \cdot 8 = 9,539 \text{ мм}; \\ \alpha_3 &= 1,558 / 1 - 0,0575 + 9,539 \cdot (-0,558) / (1,558 \cdot (-399,88)) = 0,1029. \end{aligned}$$

Для вычисления первой хроматической суммы S_{1xp} применяется схема, представленная в табл. 2.

По формуле (7) находим хроматическую разность:

$$D_s' = \frac{1}{1 \cdot (0,103)^2} \cdot (-0,028) = -2,545 \text{ мм}$$

$$D_s'' = 0,003 \text{ дптр.}$$

α_k	$\Delta\alpha_1$	μ_k	$\Delta\mu_k$	α_k/μ_k	$1-\mu_k$	$(1-\mu_k)/\nu_k$	C_k	h_k	$C_k h_k$
0	0.057	1	-0.36	0.057	0	0	-0.0016	10	-0.016
0.057	0.046	0.642	0.36	-0.159	0.358	0.01	-0.0012	9.54	-0.012
0.103		1		0.103	0	0			$S_{1xp} = -0.028$

Таблица 2. Расчет первой хроматической суммы

Зададим следующие параметры линзы из стекла:

$$R_1 = 62,25 \text{ мм}, \quad n = 1;$$

$$d = 8 \text{ мм}, \quad n = 1,523;$$

$$R_2 = -662,45 \text{ мм}, \quad n = 1;$$

$$\nu \text{ (дисперсия)} = 60, \quad \mu = 1/n = 0,657,$$

точка на бесконечности, плюсовой мениск БОК-3.

Принимаем те же условия:

$$\alpha_1 = 0; \quad h_1 = 10 \text{ мм};$$

$$\alpha_2 = 0 + 10 \cdot 0,523 / (1,523 \cdot 62,25) = 0,055;$$

$$h_2 = 10 - 0,055 \cdot 8 = 9,558 \text{ мм};$$

$$\alpha_3 = 1,523 / 1 - 0,055 + 9,558 \cdot (-0,523) / (1,523 \cdot (-662,45)) = 0,092.$$

Для вычисления первой хроматической суммы S_{1xp} заполним табл. 3.

α_k	$\Delta\alpha_1$	μ_k	$\Delta\mu_k$	α_k/μ_k	$1-\mu_k$	$(1-\mu_k)/\nu_k$	C_k	h_k	$C_k h_k$
0	0.055	1	-0.343	0.055	0	0	-0.009	10	-0.009
0.055	0.037	0.657	0.343	-0.139	0.343	0.002	-0.006	9.558	-0.006
0.092		1		0.092	0	0			$S_{1xp} = -0.015$

Таблица 3. Расчет первой хроматической суммы

По формуле (7) находим хроматическую разность:

$$D_s' = \frac{1}{1 \cdot (0,092)^2} \cdot (-0,015) = -1,788 \text{ мм}$$

$$D_s' = 0,002 \text{ дптр.}$$

Как видно из этих расчетов, значения хроматизма положения составили: для мениска из материала ORMEX ($n=1,558$) $ds'=0,003$ дптр, а для мениска из материала БОК-3 ($n=1,523$) $ds'=0,002$ дптр.

Расчет задней вершинной рефракции очковой линзы с учетом дисперсии

Воспользуемся формулой для расчета задней вершинной рефракции очковой линзы:

$$D' = \left(\frac{1}{\frac{R_1}{(n_e - 1) \cdot 1000} - \frac{t_{\text{центра}}}{n_e \cdot 1000}} \right) - \left(\frac{(n_e - 1) \cdot 1000}{R_2} \right), \quad (8)$$

где R_1 – внешний радиус линзы; R_2 – внутренний радиус линзы; $t_{\text{центра}}$ – толщина линзы по центру; n_e – показатель преломления линзы на линии е ($\lambda=546,1$ нм).

Теперь произведем расчет разных положений фокуса в зависимости от n для разных длин волн, для каждой из линзы используя формулу (8) для расчета задней вершинной рефракции линзы, где толщину линзы по центру примем равной 8 мм, и определим хроматизм по формуле

$$D_s' = \frac{1}{ds'} = \frac{1}{S_F'} - \frac{1}{S_C'} = D_F' - D_C'. \quad (9)$$

№ п.п.	R ₁ мм	R ₂ мм	v _e	n _e	D _e ' дптр	n _f	D _F ' дптр	n _c	D _c ' дптр	D _s ' дптр
1	62,25	662,45	60	1,523	8,0	1,5157	7,885	1,5243	8,021	-0,136
2	62,25	399,88	37	1,558	8,0	1,5589	7,849	1,5478	8,014	-0,165
3	62,25	200,10	32	1,67	8,0	1,6666	7,958	1,6875	8,219	-0,261
4	62,25	794,27	59,58	1,5148	8,0	1,5101	7,925	1,5187	8,062	-0,138

Таблица 4. Расчет хроматизма по задней вершинной рефракции для длин волн $\lambda=546,1$ нм (линия e), $\lambda=486,1$ нм (линия F), $\lambda=656,3$ нм (линия C)

Так как современные изготовители стекла не задают параметры показателей преломления для различных длин волн, данные по показателям преломления для длин волн линий F и C были выбраны из каталога оптического стекла [7] у похожих материалов. Из анализа табл. 4 видно, что значения хроматизма положения достигают значительной величины: $-0,136$ дптр для первого случая и $-0,165$ дптр для второго. Значение хроматизма положения линзы из полимера с низким коэффициентом дисперсии выше значения хроматизма положения линзы из стекла БОК-3.

Для линзы из органического стекла ORMEX ($n_e=1,558$) разница при расчете задней вершиной рефракции для линий e и F составляет $0,151$ дптр, а для линий e и C – $0,014$ дптр. Разница в задней вершинной рефракции линзы из материала БОК-3 ($n_e=1,523$) для линий e и F составляет $0,115$ дптр, для линий e и C – $0,021$ дптр.

В третьем случае материал с показателем преломления $n_e=1,67$ и коэффициент дисперсии $v_e=32$, величина хроматизма положения составила $-0,261$ дптр, что больше величины хроматизма положения для второго случая на $0,096$ дптр.

В четвертом случае для примера приведены значения для стекла К8 с его реальными значениями показателя преломления для длин волн линий F и C. Величина хроматизма положения составила $-0,138$ дптр.

В табл. 5 приведены данные расчета хроматической аберрации положения для очковой линзы $+8$ дптр из материалов с разной дисперсией. Результаты расчетов двумя методами не совпадают, что говорит о неприменимости первого метода расчета для очковой оптики. В этом методе расчета не учитывается толщина линзы по центру и задняя вершинная рефракция линз.

№ п.п.	R ₁ мм	R ₂ мм	v _e	n _e	D _s ' дптр. (1-й метод)	D _s ' дптр. (2-й метод)
1	62,25	662,45	60	1,523	0,002	-0,136
2	62,25	399,88	37	1,558	0,003	-0,165
3	62,25	200,10	32	1,67		-0,261
4	62,25	794,27	59,58	1,5148		-0,138

Таблица 5. Сравнение результатов расчета хроматической аберрации положения двумя методами

Допуски на заднюю вершинную рефракцию очковых линз

На заднюю вершинную рефракцию очковых линз при их изготовлении существуют допуски, регламентированные ГОСТ 23265-78, аналогичный ГОСТ Р 51044-97 на серийное изготовление очков, и стандартом ISO 8980 (2004-02-01) на штучное изготовление очковых линз.

Значения допусков по ГОСТ 23265-78 [8] и стандарту ISO 8980 (2004-02-01) [9] представлены в табл. 6 и 7, соответственно.

Задняя вершинная рефракция, дптр.		
Абсолютное номинальное значение	Предельное отклонение	Интервал
До 0,50 включ.	$\pm 0,06$	0,25
Св. 0,50 до 6,0 включ.	$\pm 0,12$	
Св. 6,0 до 12,00 включ.	$\pm 0,18$	0,5
Св. 12,00 до 15,00 включ.	$\pm 0,25$	
Св. 15,00 до 20,00 включ.	$\pm 0,25$	

Таблица 6. Значения задней вершинной рефракции по ГОСТ 23265-78

Задняя вершинная рефракция, дптр.		
Абсолютное номинальное значение	Предельное отклонение	Интервал
$\geq 0,00$ и $\leq 3,00$	$\pm 0,12$	0,25
$\geq 3,00$ и $\leq 6,00$	$\pm 0,12$	
$\geq 6,00$ и $\leq 9,00$	$\pm 0,12$	
$\geq 9,00$ и $\leq 12,00$	$\pm 0,18$	0,5
$\geq 12,00$ и $\leq 20,00$	$\pm 0,25$	

Таблица 7. Значения задней вершинной рефракции по ISO 8980

Мы исследуем линзу +8 дптр. Из таблиц видно, что по ГОСТу предельное отклонение для нее составляет $\pm 0,18$ дптр, а по ISO $\pm 0,12$ дптр.

Величину хроматической аберрации положения в диоптриях, вычисленную по формуле (9), можем считать допуском на заднюю вершинную рефракцию.

При расчете задней вершинной рефракции линз с учетом дисперсии показателя преломления (табл. 4, 5) значения хроматизма положения составили большую величину для линз из материала с низкой дисперсией. Эта величина больше предельного отклонения на заднюю вершинную рефракцию линз при их изготовлении. Отсюда видно, что для линзы с низким коэффициентом дисперсии величина этого отклонения больше, чем для такой же линзы с большим коэффициентом дисперсии. Поэтому необходимо вводить поправки на величину хроматической аберрации.

Влияние хроматической аберрации на качество зрения

В поле зрения глаза различают три зоны: центральную зону или зону наиболее ясного зрения (6°); зону ясного зрения (30° горизонтально и 22° вертикально); зону периферического зрения (все остальное) [10, 11]. Однако в процессе зрения глаз не остается неподвижным, поэтому часть пространства, охватываемая центральной зоной зрения, значительно больше этой зоны. Границы подвижности нормального глаза следующие: 37° вверх, 53° вниз, 46° внутрь, 44° наружу. Поэтому человек использует не всю линзу, а лишь ее часть. Диаметр используемой части линзы в центральной зоне зрения составляет 2,5 мм, а в зоне ясного зрения – 13,86 мм. Даже если учесть максимальную границу подвижности глаза (53° вниз), то диаметр используемой части линзы составляет 31,85 мм. Поэтому в работе рассматривается центральная область линз. Так как диаметр центральной области мал, то линзы нельзя рассматривать как тонкий компонент. Необходимо учитывать толщину линзы по центру.

Величина хроматической аберрации зависит от толщины линзы по центру и угла просмотра. Если смотреть на предмет прямо, через центральную часть, окрашивание не возникает, но через другую область линзы видно окрашивание и размытость предмета. Это в большей степени связано с тем, что меняется угол обзора и зона поля зрения, а, следовательно, и толщина линзы в этой области. Для отрицательных линз (менисковая форма) толщина края больше толщины центра, соответственно, для положительной линзы толщина края будет меньше толщины центра.

Некоторые пациенты заметили отклонения в качестве изображения при изменении зоны поля зрения. Пациент К. (25 лет) в очках с задней вершинной рефракцией -8 дптр смотрит на черную линию на белом фоне:

- смотрит прямо на центр линии – изображение четкое;
- смотрит на линию под некоторым углом – окрашивание краев линии (слева – синий цвет, справа – красный), центр размыт (все цвета).

Пациентка К. (20 лет) в очках с задней вершинной рефракцией $+8$ дптр рассматривает картинку из 12 точек: центральные точки окрашены, а крайние точки четкие. Данная картина возникает в очках с показателем преломления материала линз $n_e=1,523$ и дисперсией материала $\nu_e=60$, а также с показателем преломления $n_e=1,558$, дисперсией $\nu_e=37$. Однако в очках из материала с показателем преломления $n_e=1,67$ и дисперсией $\nu_e=32$ отклонений в изображении картинки с точками не возникает. Это говорит о том, что на практике дисперсия приводит к появлению окрашенной каймы вокруг изображения контрастного предмета, особенно заметной на удаленных от центра предмета участках. Такое окрашивание вызвано хроматическими аберрациями линзы.

Заключение

В процессе работы были исследованы материалы, применяемые в очковой оптике. Проведены расчеты хроматической аберрации положения двумя методами, один из которых не учитывает заднюю вершинную рефракцию очковой линзы и ее толщину по центру. Результаты сравнения показали, что для расчета хроматической аберрации положения очковых линз необходимо использовать второй метод и нормировать величину допуска на хроматическую аберрацию положения в зависимости от оптической силы очковой линзы.

Литература

1. Каталог «OPTICAL GLASSES FOR PRESCRIPTION AND SUN LENSES», Corning S.A. – Optical Division. 1998.
2. Каталог «OPTICAL material», Korea optical. 2003.
3. Каталог «TARIF EXPORT – Semi-Finished Lenses». ESSILOR DDS. 2005.
4. Каталог «RXP II +Automated information system» Coburn Optical Industries, Inc. 1987.
5. Турыгин И.А. Прикладная оптика. В 2 т. Т. 2. 1956. 432 с.
6. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптической систем. ОНТИ. 1937. 672 с.
7. Современные каталоги оптического стекла. Издание ГОИ им. С.В. Вавилова. 1963.
8. ГОСТ 23265-78 Линзы очковые, технические условия.
9. ISO 8980 (2004-02-01) Rx OPTICAL & GEOMETRICAL TOLERANCES.
10. Сивухин Д.В. Общий курс физики. / Учебное пособие для вузов. В 5 т. Т. IV. Оптика. 2002. 520 с.
11. Кравков С.В. Глаз и его работа. М.: МЕДГИЗ. 1945. 532 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ДВУХКООРДИНАТНОГО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ДАТЧИКА КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ

К.Г. Араканцев

Научный руководитель – кандидат технических наук,
старший научный сотрудник А.Н. Тимофеев

В статье приведены результаты теоретического исследования методических погрешностей двухкоординатного оптико-электронного датчика контроля положения объектов при измерениях их дальности и вертикального смещения. Даны рекомендации по выбору параметров датчика, обеспечивающих заданные требования по точности и диапазонам измерений.

Введение

Для высокоточных измерений смещений удаленных объектов в военной и космической технике (системы наведения и слежения), строительстве (контроль деформаций сооружений) [1], астрономии, навигации и многих других областях активно используются оптико-электронные системы [2].

Развитие элементной базы электроники (высокий уровень интеграции в микросхемотехнике, появление многоэлементных фотоприемников на основе ПЗС и КМОП-структур), совершенствование алгоритмов обработки цифровой видеоинформации обусловили появление новых широкодиапазонных и высокоточных измерительных оптико-электронных систем для контроля пространственного положения объектов [3]. При реализации по схемам визуальных дальномеров геометрического типа эти системы наиболее эффективны для дистанций 1000–10000 мм [4] и позволяют измерять не только расстояние до объекта, но и его поперечные смещения, что дает возможность использовать данные системы для полного контроля положения объекта в трехмерном пространстве.

На кафедре ОЭПиС СПбГУ ИТМО разрабатывается двухкоординатный оптико-электронный датчик (ДОЭД) для считывания координат контрольных меток, абсолютные координаты которых относительно земли известны. При движении системы вдоль меток происходит определение их положения в системе координат, связанной с базовым блоком датчика. Результаты измерений несут информацию о положении пути, по которому движется система, относительно контрольных меток. Разрабатываемая система должна иметь диапазон измерений дальности от 2000 мм до 7000 мм и вертикальных смещений – от +80 до –200 мм для дистанции 2000 мм и от +100 до –260 мм для дистанции 7000 мм. Измерения могут проводиться на скоростях до 10 км/ч. Погрешность измерений в продольном и вертикальном направлении не должна превышать 1 мм.

На этапе проектирования был предложен алгоритм, позволяющий вычислять положение контрольного элемента в связанной с прибором (приборной) системе координат по координатам его изображений на многоэлементном фотоприемнике каждого измерительного канала. Указанный алгоритм позволил оценить потенциальную точность измерений ДОЭД и выбрать параметры датчика, максимально снижающие влияние методических погрешностей на результат.

Основная часть

Для реализации измерений по указанному алгоритму была предложена принципиальная схема, представленная на рис. 1.

ДОЭД представляет собой полуактивную оптико-электронную систему, реализованную по схеме визуального внутрибазового дальномера [4]. Базовый блок ДОЭД со-

держит две видеокамеры на матрицах ПЗС 1 и 2 (МФ1, МФ2), которые разнесены на величину базы B ; два инфракрасных прожектора подсветки (ПИ) контрольной метки 3, 4; инициатор захвата кадра 5 (ИЗК); буферные запоминающие устройства (БЗУ1, БЗУ2) (на рис. 1 не показаны). Контрольный элемент (КЭ) 6 состоит из метки, по которой ИЗК вырабатывает сигнал захвата кадра, и контрольной метки (КМ), смещения которой измеряются системой.

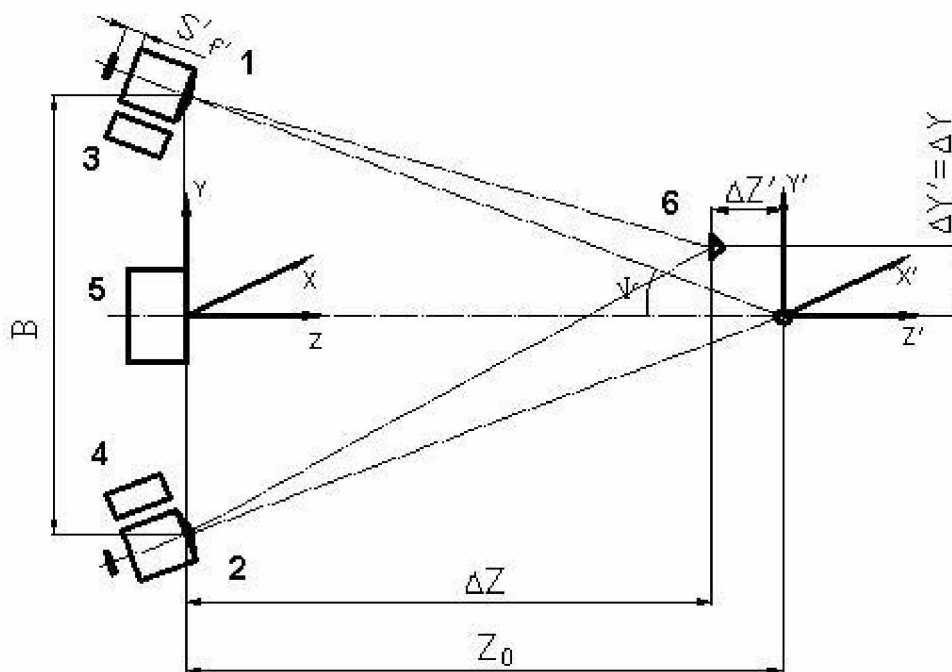


Рис. 1. Принципиальная схема измерений: Ψ – половина параллактического угла; $S'f$ – задний фокальный отрезок объективов фотоприемных модулей, мм; B – база, мм; Z_0 – расстояние до аналитической точки в приборной системе координат, мм; XYZ – приборная система координат; $X'Y'Z'$ – промежуточная система координат; $\Delta Z, \Delta Z'$ – координаты КМ вдоль осей Z и Z' , мм; $\Delta Y, \Delta Y'$ – координаты КМ вдоль осей Y и Y' , мм

Измерение смещений КМ происходит следующим образом. В момент прохождения системой КЭ ИЗК вырабатывает сигнал захвата кадра. Этот сигнал поступает в БЗУ обоих измерительных каналов, и в каждом БЗУ сохраняются кадры, в данный момент поступившие с видеокамер и содержащие изображение КМ. Определение смещений КМ относительно аналитической точки ДООД в вертикальном и продольном направлениях выполняется в два этапа. Вначале в блоках БЗУ каждого из каналов вычисляются вертикальные координаты в пикселях «центров тяжести» изображений контрольной метки y'_1, y'_2 (рис. 2).

Алгоритм определения энергетического центра является наиболее простым и обеспечивает погрешность 0,1–0,01 размера элемента фоточувствительной матрицы (пиксель) [5, 6]. Затем эта информация в цифровом виде поступает в центральный блок обработки (ПК), где координаты y'_1, y'_2 из пикселей переводятся в мм (линейные размеры пикселей известны) и рассчитываются смещения относительно аналитической точки ДООД (в промежуточной системе координат $X'Y'Z'$).

При захвате кадра во время движения неизбежно смазывание изображения, что приводит к большой погрешности измерений координат x'_1, x'_2 . Поэтому эти координаты нельзя использовать для расчета смещений контрольной метки. Отсутствие информации об x'_1, x'_2 накладывает более жесткие ограничения на положение видеокамер МФ1 и МФ2. Обе камеры должны находиться строго в вертикальной плоскости. На-

клон плоскости, в которой находятся камеры, приводит к возникновению систематических ошибок в измерении $\Delta Z'$, $\Delta Y'$. Поэтому необходим контроль положения камер с помощью уровня либо учет наклона плоскости камер при расчетах.

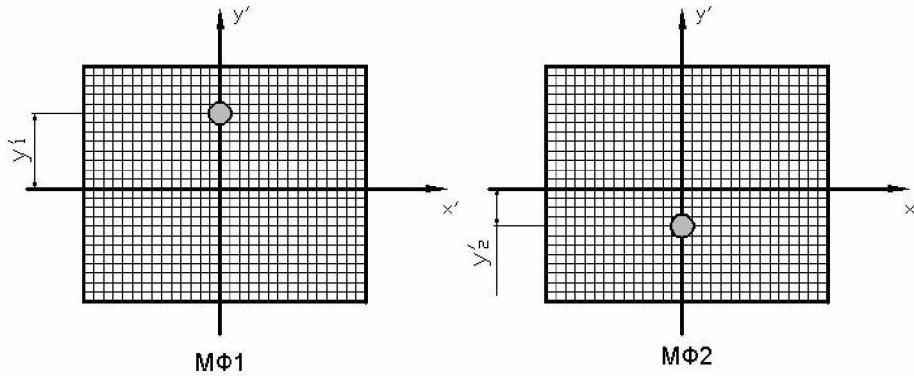


Рис. 2. Поля изображений МФ1 и МФ2 при измерениях

Окончательные формулы для расчета $\Delta Z'$, $\Delta Y'$:

$$\Delta Y'(y'_1, y'_2) = a_0 \cdot \frac{\left(\frac{y'_2 \cdot p}{y'_2 \cdot p \cdot \cos(\psi) - b \cdot \sin(\psi)} - \frac{y'_1 \cdot p}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)} \right)}{\left[\frac{y'_1 \cdot p \cdot \sin(\psi) - b \cdot \cos(\psi)}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)} + \frac{y'_2 \cdot p \cdot \sin(\psi) + b \cdot \cos(\psi)}{y'_2 \cdot p \cdot \cos(\psi) - b \cdot \sin(\psi)} \right]}$$

$$\Delta Z'(y'_1, y'_2) = \frac{a_0 \cdot y'_1 \cdot p}{b \cdot \sin(\psi) + y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi)} + \Delta Y'(y'_1, y'_2) \cdot \left(\frac{y'_1 \cdot p \cdot \sin(\psi) - b \cdot \cos(\psi)}{y'_1 \cdot p \cdot \cos(\psi) + b \cdot \sin(\psi)} \right).$$

Здесь y'_1 , y'_2 – координаты изображений КМ в вертикальной плоскости, измеренные в 1-ом и 2-ом каналах в пикселях.

Дополнительные обозначения:

$$a_0 = -\sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + (Z_0)^2}, \quad b = \frac{-f'^2}{f' - \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + (Z_0)^2}} + f', \quad \psi = \arctg\left(\frac{\frac{B}{2}}{Z_0}\right).$$

Формулы справедливы для случая, когда объективы видеокамер МФ1 и МФ2 сфокусированы на расстояние a_0 , т.е. на аналитическую точку системы. При этом учтена расфокусировка, возникающая при смещении КМ относительно аналитической точки и сопровождающаяся смещением «центров тяжести» изображений в вертикальном направлении.

Окончательный переход к координатам КМ в приборной системе координат XYZ производится по формулам:

$$\Delta Z = Z_0 + \Delta Z',$$

$$\Delta Y = \Delta Y'.$$

Диапазоны измерений ДОЭД по дальности и вертикальному смещению определяются фокусным расстоянием f' объективов видеокамер МФ1 и МФ2, величиной базы B (по техническому заданию $B=300$ мм), расстоянием до аналитической точки Z_0 и форматом фоточувствительной матрицы (использовалась КМОП-матрица размером 5×4 мм, разрешением 5 мегапикселей и интерфейсом USB 2.0 для подключения к ПК). Расчеты показали, что для $Z_0=7000$ мм указанные выше диапазоны измерений удастся обеспечить при $f'=17$ мм. Начало отсчета координат изображений на матрице должно быть смещено относительно ее центра. Это необходимо для эффективного использования всей фоточувствительной поверхности матрицы, поскольку диапазон измерений

КМ по вертикали несимметричен относительно начала отсчета приборной системы координат.

Погрешность измерения $\Delta Z'$ и $\Delta Y'$ при $Z_0=7000$ определяется значением f' , B и размером элемента КМОП-матрицы. Точность, которой удалось достичь при определении координаты энергетического «центра тяжести» изображения, – 0.05 пикселя. Это приводит к тому, что при размере пикселя $p=2$ мкм координату изображения в линейной мере не удастся измерить точнее, чем 0.1 мкм. Чувствительность датчика минимальна на максимальной дистанции ΔZ , равной 7000 мм в окрестности аналитической точки, поэтому заданную погрешность измерений дальности и вертикального смещения равную 1 мм необходимо обеспечить именно в этом положении КМ. На ближних дистанциях погрешность будет меньше, поскольку с уменьшением расстояния до КМ чувствительность измерений возрастает. Кроме того, чувствительность измерений вертикальных смещений на два порядка больше, чем продольных (рис. 2, 3), поэтому параметры датчика, обеспечивающие требуемую погрешность измерений дальности, всегда будут удовлетворять требуемой точности измерений вертикальных смещений.

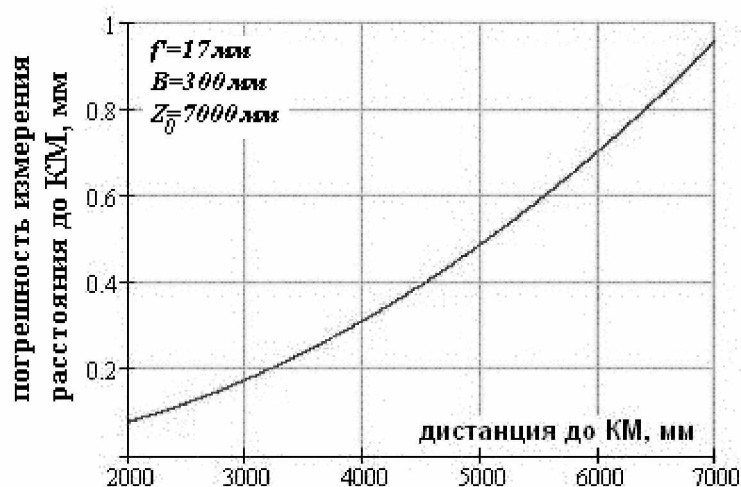


Рис. 3. Зависимость погрешности измерения продольной координаты КМ от расстояния до КМ

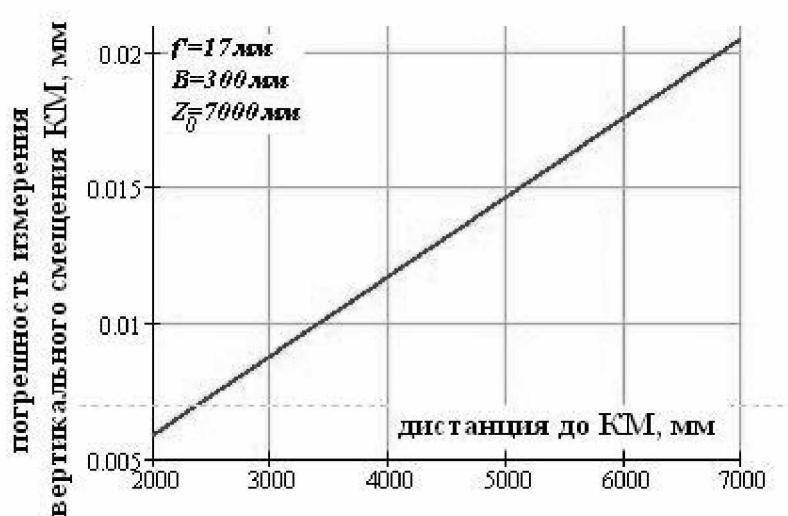


Рис. 4. Зависимость погрешности измерения вертикальной координаты КМ от расстояния до КМ

Как видно из рис. 3, погрешность измерений продольных смещений КМ увеличивается с ростом дистанции до КМ. Если при $\Delta Z=7000$ мм возможно зарегистрировать продольное смещение 1 мм, то на минимальной дистанции $\Delta Z=2000$ мм эта величина составляет 0.1 мм. Данная зависимость имеет место, если погрешности измерения y'_1 , y'_2 одинаковы и разного знака. В этом случае погрешность измерения ΔY равна нулю.

График на рис. 4 показывает, что погрешность измерения вертикальных смещений КМ линейно возрастает с увеличением расстояния измерений, оставаясь для всех дистанций меньше погрешности измерения продольных смещений КМ. Для фиксированной дистанции данная погрешность остается постоянной по всему диапазону вертикальных смещений КМ. Эта зависимость имеет место, если погрешности измерения y'_1 , y'_2 одинаковы по величине и по знаку. При этом помимо погрешности измерения ΔY возникает также погрешность измерения ΔZ ; она незначительна и снижается с уменьшением дистанции измерений (рис. 5).

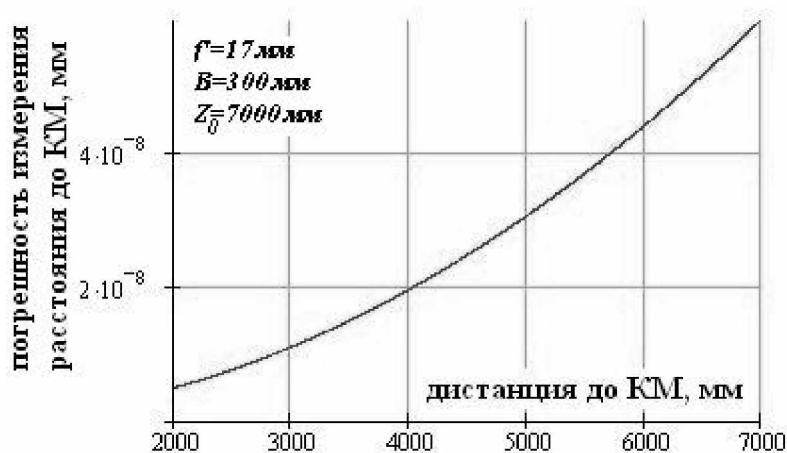


Рис. 5. Зависимость погрешности измерения расстояния от дистанции до КМ, если погрешности величин y'_1 , y'_2 одного знака

Следует отметить, что Z_0 , f' и B являются параметрами, варьируя которые, можно при заданном формате фоточувствительной матрицы обеспечить заданные диапазоны и точность измерений. В данном случае величина $Z_0=7000$ мм, равная максимальной дистанции измерений, является оптимальной для заданной точности измерений при $f'=17$ мм и $B=300$ мм. Диапазоны измерений при заданном формате матрицы от величины Z_0 не зависят.

При анализе алгоритма вычисления смещений КМ выяснилось, что при прочих равных условиях произведение f' и B для заданной точности измерений является величиной постоянной:

$$f' \cdot B = const. \quad (1)$$

Зная эту величину и задавшись f' или B , по формуле (1) можно определить второй параметр. Объективы МФ1, МФ2 следует фокусировать не на аналитическую точку ДООД, а на среднюю дистанцию. Это несколько уменьшит погрешность определения координат изображений КМ, обусловленную расфокусировкой изображений при перемещении КМ.

Все численные расчеты велись в программе MathCad 2001i Professional.

Заключение

В работе исследованы методические погрешности двухкоординатного оптико-электронного датчика контроля положения объектов. Проанализирован алгоритм вычисления смещений контрольной метки относительно приборной системы координат

по координатам изображений метки на фоточувствительных матрицах измерительных каналов датчика. Показана возможность обеспечения заданных диапазонов и точности измерений смещений контрольной метки в вертикальном и продольном направлениях подбором основных параметров датчика: базы B , фокусного расстояния объективов f' фотоприемных модулей, расстояния Z_0 до аналитической точки. Приведено соотношение $f' \cdot B = const$, позволяющее облегчить выбор параметров датчика.

В дальнейшем планируется детально проанализировать алгоритм вычисления координат контрольных меток для реализации единого измерительного поля, добавить возможность контроля горизонтальных смещений и провести экспериментальные исследования.

Литература

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. / Под общей редакцией Э.Д. Панкова. СПб: СПбГУ ИТМО, 1998. 238 с.
2. Сытник В.С. Лазерные геодезические приборы в строительстве. М.: Стройиздат, Будапешт, Мюсекл, 1988. 200 с.
3. Коротаяев В.В., Краснящих А.В. Исследование измерительного канала распределенной оптико-электронной системы контроля деформации крупногабаритных инженерных сооружений. // Сборник трудов конференции «Оптика 2003» 20-23 октября 2003 г., Санкт-Петербург. СПб: ГОИ, 2003. 300 с.
4. Грейм И.А. Оптические дальномеры и высотомеры геометрического типа. М.: Недра, 1971. 176 с.
5. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1989. 245 с.
6. 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.

МОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛА В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ

А.Ю. Буданова, Е.О. Неронова

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук,
доцент Г.Б. Дейнека

-В статье рассматриваются методы модуляции сигнала для максимизации чувствительности волоконно-оптического гироскопа на малых скоростях вращения.

Значительные достижения в области разработок и промышленного выпуска световодов с минимальным затуханием и интегрально-оптических компонентов привели к началу работ с волоконно-оптическим гироскопом (ВОГ), представляющим собой волоконно-оптический интерферометр, в котором распространяются встречные электромагнитные волны. Прибор измеряет угловую скорость объекта, на котором он установлен. Для максимизации чувствительности к малым изменениям информативного параметра (фазы Саньяка) в волоконный контур помещают простой фазовый модулятор, дающий «невзаимный» фазовый сдвиг $\pi/2$ между двумя противоположными бегущими волнами.

В основе интерференционных нерезонансных схем волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) лежит традиционная схема волоконного кольцевого интерферометра Саньяка (ВКИ). Принципиальная схема ВОГ показана на рис. 1.

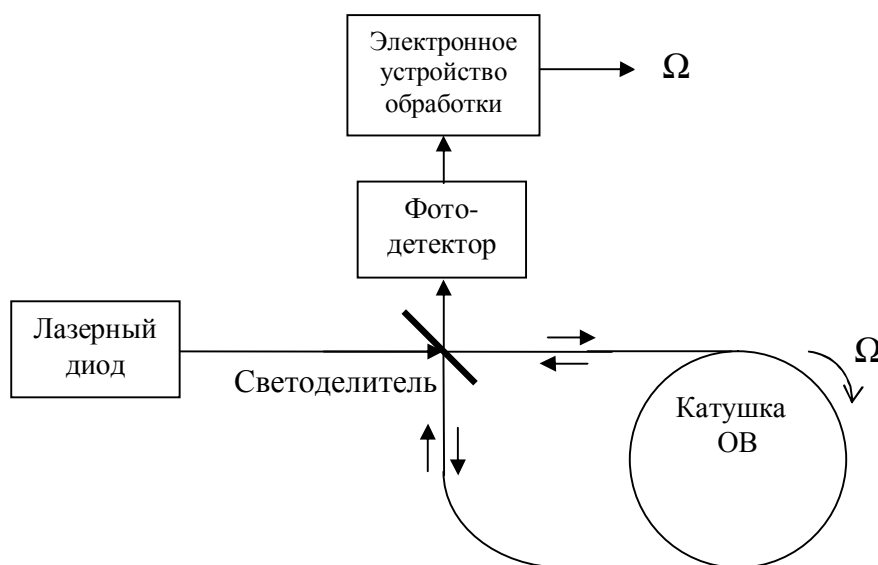


Рис. 1. Принципиальная схема ВОГ

В многовитковом контуре выражение для разности фаз встречных волн Φ_s можно представить в нескольких эквивалентных видах:

$$\Phi_s = \frac{8\pi Ns}{\lambda c} \Omega = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega = \frac{8\pi^2 R^2 N}{\lambda c} \Omega = \frac{2L^2}{\lambda c N} \Omega, \quad (1)$$

где $S = \pi R^2$ – площадь одного витка, N – число витков, R – радиус витка, $L = 2\pi RN$ – общая длина многовитковой катушки.

В соответствии с рис. 1 свет от лазерного диода подается на светоделитель и разделяется на два луча. Два луча, обошедшие контур в противоположных направлениях, рекомбинируются на светоделителе. Сигнал с выхода ВКИ поступает на фотоприемник, электрический ток которого пропорционален числу квантов падающего света, т.е. ин-

тенсивности излучения, и поэтому является квадратичным детектором оптического поля. При выполнении условия интерференции результирующее колебание на выходе интерферометра записывается в виде

$$u = \left[A_1 \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{\Phi_S}{2} \right) \right\} + A_2 \exp \left\{ i \left(\omega t + \frac{\Phi_S}{2} \right) \right\} \right]^2, \quad (2)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, ν – оптическая частота; A_1, A_2 – амплитуды колебаний встречных волн на выходе ВКИ, Φ_S – фаза Саньяка, при условии, что начальная фаза колебаний равна нулю. Интенсивность излучения на фотодетекторе

$$I = uu^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3)$$

Обозначив интенсивность излучения на выходе лазерного диода I_0 , считая, что в волоконном контуре отсутствуют потери, и полагая, что светоделитель разделяет энергию точно поровну, имеем $A_1^2 = A_2^2 = \frac{I_0}{4}$. Тогда выражение (3) принимает вид

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos \Delta\varphi_S). \quad (4)$$

На рис. 2 показан диапазон измерения фазы $\pm \pi$ около нуля, который соответствует рабочему диапазону скорости вращения $\pm \Omega\pi$:

$$\Omega\pi = \frac{\lambda c}{2LD}. \quad (5)$$

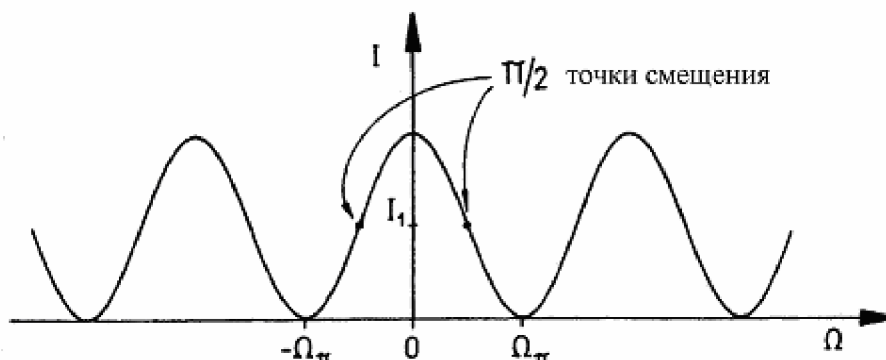


Рис. 2. Изменение интенсивности суммарного излучения в зависимости от фазы Саньяка, обусловленной вращением

Как видно, в этой конфигурации ВОГ чувствительность прибора к малым угловым скоростям весьма мала [1]:

$$\left(\frac{1}{I_0} \right) \left(\frac{dI}{d\varphi_S} \right) = \frac{1}{2} \sin \Delta\varphi_S. \quad (6)$$

Для максимизации чувствительности рабочая точка должна быть перенесена на крутой, почти линейный участок характеристики:

$$P(\Delta\varphi_S) = P_0 [1 + \cos(\Delta\varphi_S + \varphi_B)], \quad (7)$$

где φ_B – смещение фазы. Однако φ_B должна быть так же стабильна, как и ожидаемая чувствительность. Проблема дрейфа смещения фазы φ_B полностью преодолевается применением взаимного фазового модулятора, помещенного в одном конце катушки и действующего как линия задержки (рис. 3).

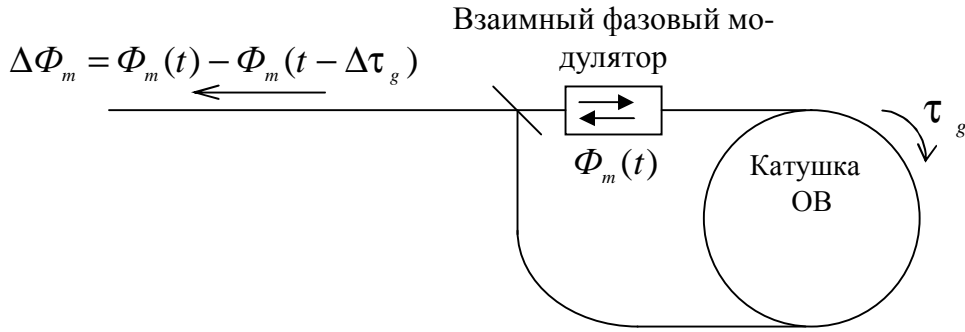


Рис. 3. Образование смещенной фазовой модуляции

Из-за взаимности обе интерференционные волны испытывают одинаковую фазовую модуляцию, но сдвинутую по времени. Задержка эквивалентна разности $\Delta\tau_g$ группового времени пролета между длинным и коротким путями. Таким образом, одна волна проходит модулятор сразу после разделения, а другая через время $\Delta\tau_g = Ln/c$, где L – длина волокна в катушке, n – показатель преломления волновода, c – скорость света. Это дает модуляцию смещения $\Delta\phi_m(t)$:

$$\Delta\phi_m(t) = \phi_m(t) - \phi_m(t - \Delta\tau_g), \quad (8)$$

и сигнал интерференции становится:

$$P(\Delta\phi_s) = P_0[1 + \cos(\Delta\phi_s + \Delta\phi_m(t))]. \quad (9)$$

Модуляция прямоугольным сигналом

Этот метод может быть реализован при помощи модуляции прямоугольным сигналом $\phi_m(t) = \pm(\phi_B/2)$, где полпериода модуляции равно $\Delta\tau_g$ (это соответствует величине $f_p = 1/(2\Delta\tau_g)$, которая является собственной частотой интерферометра). Это задает модуляцию смещения $\Delta\phi_m = \pm\phi_B$ [2]. В покое оба состояния модуляции передают одинаковый сигнал (рис. 4):

$$P(0, -\phi_B) = P(0, \phi_B) = P_0(1 + \cos\phi_B). \quad (10)$$

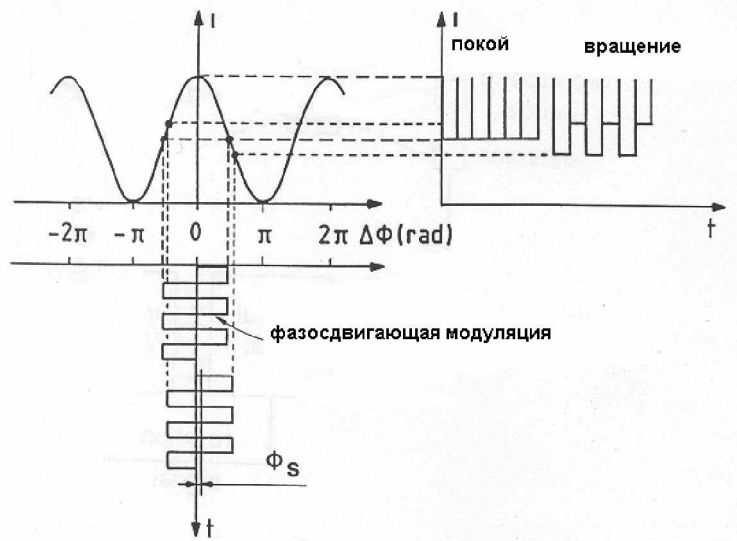


Рис. 4. Модуляция прямоугольным сигналом

Однако при вращении

$$P(\Delta\varphi_S, \varphi_B) = P_0[1 + \cos(\Delta\varphi_S + \varphi_B)], \quad (11)$$

$$P(\Delta\varphi_S, -\varphi_B) = P_0[1 + \cos(\Delta\varphi_S - \varphi_B)].$$

Разность между двумя состояниями становится равной

$$\begin{aligned} \Delta P(\Delta\varphi_S, \varphi_B) &= P_0[\cos(\Delta\varphi_S - \varphi_B) - \cos(\Delta\varphi_S + \varphi_B)], \\ \Delta P(\Delta\varphi_S, \varphi_B) &= 2P_0 \sin(\varphi_B) \sin(\Delta\varphi_S). \end{aligned} \quad (12)$$

Этот «смещенный» сигнал ΔP измеряется с выхода синхронного усилителя после демодуляции сигнала детектора. В данном случае максимальная чувствительность достигается для $\varphi_B = \pi/2$, при этом $\sin \varphi_B = 1$.

Модуляция синусоидальным сигналом

Этот метод может быть в качестве альтернативы реализован при помощи \cos (\sin) -модуляции $\Delta\varphi_m(t) = \varphi_B \cos(2\pi f_m t)$ [3]. Детектируемый сигнал может быть разложен на гармоники с частотой модуляции f_m :

$$P(\Delta\varphi_S) = P_0[1 + \cos(\Delta\varphi_S + \varphi_B \cos(2\pi f_m t))], \quad (14)$$

$$P(\Delta\varphi_S) = P_0[1 + \cos(\Delta\varphi_S) \cos(\varphi_B \cos(2\pi f_m t)) - \sin(\Delta\varphi_S) \sin(\varphi_B \cos(2\pi f_m t))]. \quad (15)$$

Используя функцию Бесселя, имеем:

$$\begin{aligned} P(\Delta\varphi_S) &= P_0 + P_0 \cos(\Delta\varphi_S) [J_0(\varphi_B) + 2J_2(\varphi_B) \cos(4\pi f_m t) + \dots] \\ &+ P_0 \sin(\Delta\varphi_S) [2J_1(\varphi_B) \sin(2\pi f_m t) + 2J_3(\varphi_B) \sin(6\pi f_m t) + \dots]. \end{aligned} \quad (16)$$

Четные гармоники пропорциональны $\cos(\Delta\varphi_S)$, но нечетные гармоники и в особенности первая гармоника пропорциональны $\sin(\Delta\varphi_S)$, где J_0, J_1, J_2, J_3 – функции Бесселя первого рода соответствующего порядка. Детектируемый сигнал представляет собой сумму гармоник, амплитуды которых зависят от мощности встречных волн и от значений функций Бесселя. Это дает смещенный сигнал при синхронной демодуляции:

$$P_1(\Delta\varphi_S) = 2P_0 J_1(\varphi_B) \sin(\Delta\varphi_S). \quad (17)$$

В состоянии покоя детектируемый сигнал в основном состоит из четных гармоник частоты модуляции (рис. 5).

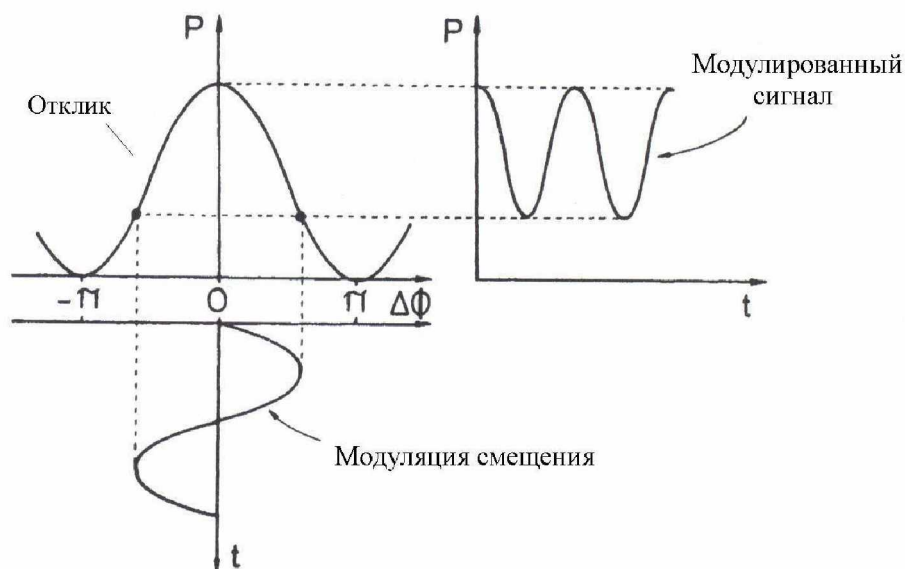


Рис. 5. Синусоидальная модуляция смещения в состоянии покоя

При вращении или любой другой невязимости появляются также нечетные гармоники частоты модуляции (рис. 6).

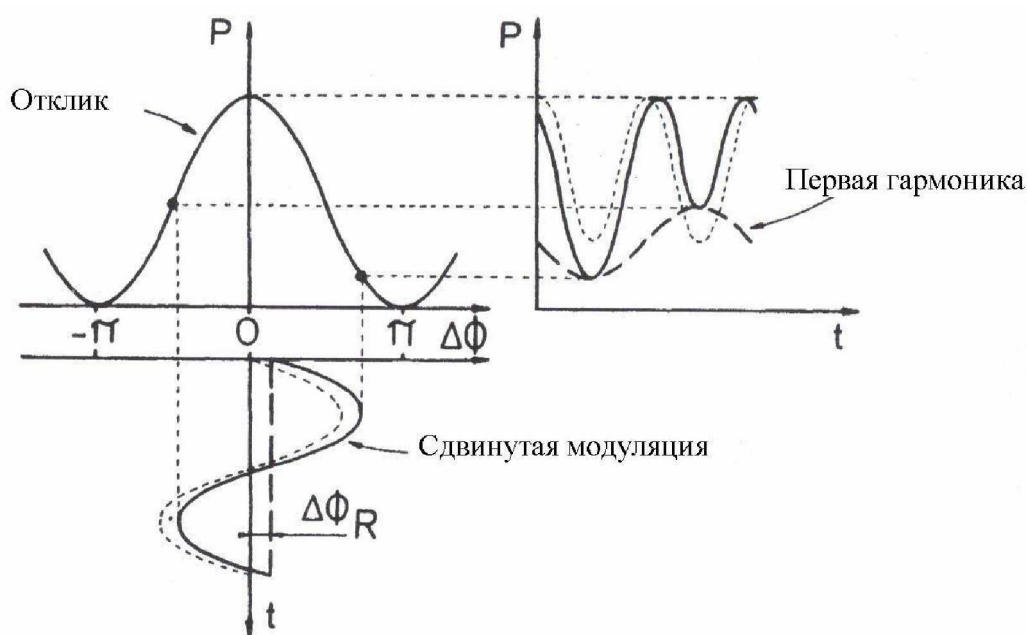


Рис. 6. Синусоидальная модуляция смещения при вращении

При измерении скорости вращения, как правило, используют первую гармонику частоты модуляции, амплитуда которой, согласно (17), зависит от значения функции Бесселя первого порядка и от значений $\sin(\Delta\phi_s)$ и, следовательно, меняет знак при смене знака вращения. Амплитуда первой гармоники частоты модуляции имеет максимум, соответствующий максимуму функции Бесселя первого порядка [4]. Максимальная чувствительность при этом достигается для $\phi_B \approx 1.8 \text{ рад}$ (вместо $\pi/2 \approx 1.57$ при прямоугольной модуляции) и $J_1(1.8) = 0.53$.

Приведенные методы повышения чувствительности применяются при создании волоконно-оптических гироскопов. Эти приборы, выполненные по безразрывной технологии, имеют такие преимущества, как миниатюрность, легкость и низкое энергопотребление. Данные ВОГ имеют точность 0.3–1.0 град/час.

Литература

1. Шереметьев А.Г. Волоконный оптический гироскоп. М.: Радио и связь, 1987. 152 с.
2. Lefevre H.C. Fiber-Optic Gyroscope. ArtTech House, Boston, London, 1993. 313 p.
3. Ulrich R. Fiber-Optic Rotation Sensing With Low Drift. // Optics Letters. 1980. Vol. 5. P. 173–175 (SPIE MS 8, pp. 170–172).
4. Андропова А.И., Малыкин Г.Б. Физические проблемы волоконной гироскопии на эффекте Саньяка. // УФН. 2002. 172. №8. С.849–870.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА НА БЕЗЭЛЕКТРОДНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЛАМПЕ

Ю.Н. Калинин

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Г.Г. Ишанин

В работе рассматривается способ настройки спектрального источника, собранного по схеме автогенератора Клаппа, используемый для достижения максимальной светимости безэлектродной газоразрядной лампы и получения оптимального режима работы.

Введение

В задачах атомно-абсорбционного анализа, а также некоторых приложениях, например, в физическом блоке квантового стандарта частоты, применяются безэлектродные газоразрядные источники оптического излучения. Это позволяет получать излучение отдельных спектральных линий в зависимости от наполнения газоразрядной лампы. Область использования определяет требования, предъявляемые к источникам излучения. Общим критерием может служить максимальная светимость спектральной лампы при минимально достижимом энергопотреблении.

Возможным вариантом реализации источника излучения является использование в его основе автогенератора СВЧ диапазона для создания необходимого напряжения поддержания разряда. При этом спектральная лампа размещается в колебательном контуре. Способ возбуждения разряда в спектральной лампе с помощью потенциального поля конденсатора называется Е-разрядом. В качестве генераторного прибора часто применяют один или несколько транзисторов, в зависимости от развиваемой мощности, требуемой для введения в разряд. Электрическая схема построения генератора, выполненная на одиночном транзисторе, носит название автогенератор Клаппа. Сравнительный анализ схем генераторов показывает, что лучшими характеристиками с точки зрения стабильности частоты обладает емкостная трехточечная схема, что и определяет ее широкое использование при создании автогенераторов [1]. Исследование такой схемы при емкостном типе возбуждения разряда описано в данной статье.

Описание спектрального источника

Работа в СВЧ диапазоне, а также технологический разброс компонентов приводит к необходимости настройки автогенератора. Паразитные составляющие элементов автогенератора можно компенсировать использованием подстроечных элементов. Это является одной из причин применения емкостного типа возбуждения и позволяет устанавливать на печатную плату сосредоточенные компоненты с высокой добротностью, поскольку при индуктивном возбуждении неизбежно появление дополнительных паразитных связей и конструктивных наводок. Для анализа процессов в электрическом узле источника его схему приводят к высокочастотному виду. Настраиваемый генератор, приведенный к схеме по высокой частоте, изображен на рис. 1. Колебательный контур с размещенной в нем спектральной лампой образован элементами $C1L1$. В качестве емкостей $C2$ и $C3$ использовались подстроечные воздушные конденсаторы. Был применен транзистор 2Т904А, который выбирался исходя из требуемой мощности генератора при использовании спектрального источника в физическом блоке стандарта частоты.

В работе [2] отношение $\sigma=C3/C2$ называется коэффициентом обратной связи автогенератора, даются рекомендации по выбору его величины. Этот коэффициент во всех случаях должен быть меньше единицы, и рекомендуемое значение $\sigma=0,5$.

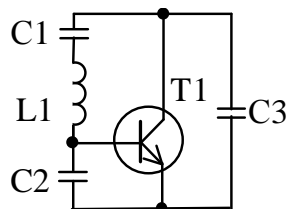


Рис. 1. Схема автогенератора по высокой частоте

Настройка должна обеспечить выполнение условий баланса амплитуд и фаз в генераторе, чтобы совместное действие всей системы автогенератора позволяло создать оптимальные условия для генерации в виде сочетания его реактивных составляющих.

$$X1+X2+X3 = 0,$$

где $X1-X3$ – реактивные сопротивления, подключенные к выводам транзистора. Знак реактивной составляющей $X1$, образующей $L1$, должен быть противоположным знакам составляющих $X2$ и $X3$, образующих $C2$ и $C3$, соответственно. Для увеличения выходной мощности и облегчения независимой настройки последовательно с $X1$ включают компонент, реактивное сопротивление которого противоположно по знаку $X1$, т.е. емкость $C1$ [1].

Метод исследований

Методика измерений при настройке заключалась в подборе элементов электрической схемы генератора для получения наилучшего результата с позиции выбранного критерия настройки. Измерения выполнялись следующим образом. Сначала при повышенном напряжении питания генератора производился поджиг разряда в спектральной лампе. После этого напряжение питания выставлялось в рабочее значение, и проводились измерения. Устанавливалось фиксированное значение емкости $C3$, после чего измерялись параметры генератора в зависимости от перестраиваемой емкости $C2$. Величинами, характеризующими полученный режим, считались потребляемый генератором ток и ток фотодиода при регистрации излучения спектральной лампы. Затем менялось значение емкости $C3$ и снова регистрировались параметры генератора при изменении емкости $C2$. Оказалось достаточным провести четыре серии измерений при значениях емкости $C3 = 1,1; 2,2; 4,7; 6,8$ пФ, поскольку при других номиналах режим работы генератора становился заметно хуже вплоть до полного рассогласования схемы и погасания разряда. Измерения, проведенные при $C3=1,1$ пФ, соответствуют отсутствию конденсатора $C3$ и взяты для измеренной собственной паразитной емкости печатной платы.

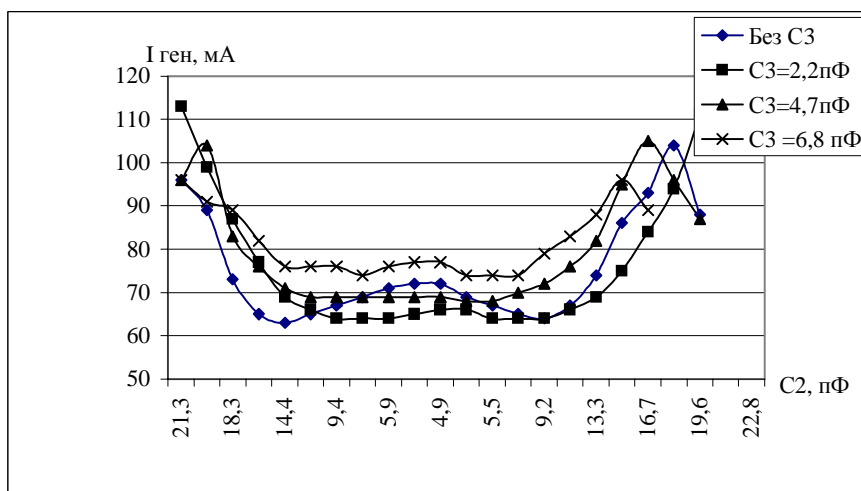


Рис. 2. Зависимость тока потребления спектрального источника от емкости $C2$ при различных значениях $C3$

Результаты измерений тока потребления генератора при четырех сериях измерений приведены на рис. 2. В основном наблюдается плавное снижение тока потребления примерно в полтора-два раза в диапазоне перестройки при уменьшении емкости C_2 . Симметричность кривых и характер зависимости говорит о корректном диапазоне перестраиваемой емкости при поиске оптимального режима.

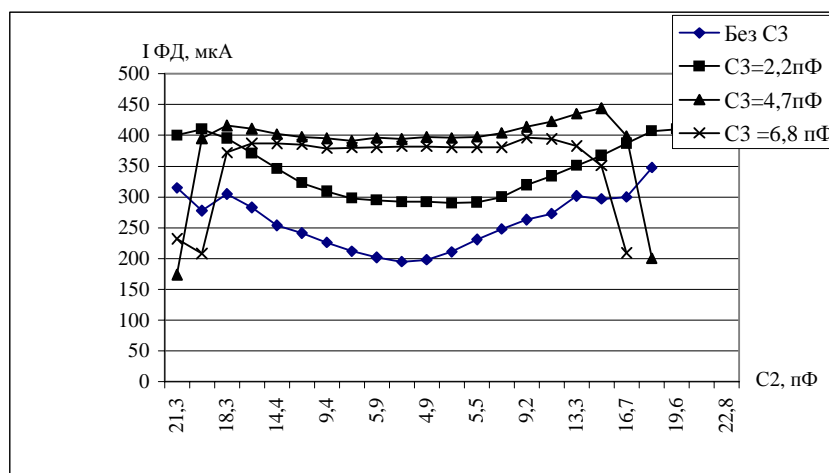


Рис. 3. Зависимость тока фотодиода от емкости C_2 при различных значениях C_3

Вид кривых согласуется с режимом спектрального источника – на краю диапазона измерений C_2 (при значениях более 20 пФ) происходит резкое ослабление светимости разряда.

Окончательный результат измерений приведен на рис. 4 в виде семейства кривых, полученных при обработке измерений из рис. 2 и рис. 3, т.е. отношения соответствующих кривых в относительных единицах.

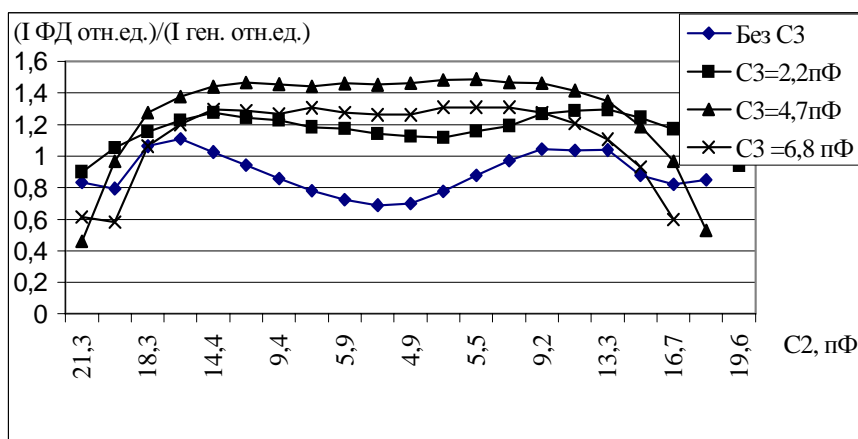


Рис. 4. Зависимость отношения тока фотодиода к току потребления спектрального источника от емкости C_2 при различных значениях C_3

Такое представление позволяет наглядно сравнить создаваемые режимы работы спектрального источника. Из графика видно, что наиболее подходящим по выбранному критерию максимальной светимости спектральной лампы при минимальном энергопотреблении является режим, которому соответствует верхняя кривая при $C_3 = 4,7$ пФ. Ближайшие к ней графики при $C_3 = 2,2$ пФ, с одной стороны, и при $C_3 = 6,8$ пФ, с другой стороны, находятся ниже и не являются оптимальными. Пологий участок на кривой при $C_3 = 4,7$ пФ для C_2 в диапазоне от 5 до 13 пФ не позволяет определить со значе-

нием C_2 . Для этого из приведенного выше отношения $\sigma = C_3/C_2 = 0,5$ берется величина C_2 , примерно равная 9,4 пФ. Выбранный режим спектрального источника характеризуется током потребления 70 мА, что соответствует мощности потребления 0,84 Вт при напряжении питания генератора 12 В. При этом ток засветки фотодиода спектральной лампой составляет величину порядка 400 мкА. Значение C_2 может быть скорректировано в указанных пределах, если при настройке требуется незначительная величина напряжения зажигания разряда в газоразрядной лампе, поскольку это – один из важных параметров спектрального источника.

Заключение

Описанный спектральный источник реализован в виде СВЧ автогенератора по емкостной трехточечной схеме с возбуждением разряда в поле конденсатора. Это подразумевает, что схема обладает высокими характеристиками стабильности частоты, а источник – стабильностью оптического излучения. Исследование режима работы автогенератора позволило получить методику проведения исследований и последовательность измерений, которая обеспечила возможность выбора оптимального по энергопотреблению режима работы спектрального источника.

Литература

1. Генераторы высоких и сверхвысоких частот. Учеб. пособие / О.В. Алексеев, А.А. Головков, А.В. Митрофанов и др. М.: Высш. шк., 2003. 326 с. ил.
2. Шитиков Г.Т. Стабильные автогенераторы метровых и дециметровых волн. М.: Радио и связь, 1983. 256 с. ил.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ФОТОМЕТРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СЕПАРАТОРА АЛМАЗНОГО СЫРЬЯ ЛС-20-07

Ю.Н. Калинин, А.Н. Чертов
Научный руководитель – кандидат технических наук,
старший научный сотрудник А.Н. Тимофеев

Рассматриваются четырехкомпонентная оптическая система для фотометрического канала рентгенолюминесцентного сепаратора алмазного сырья ЛС-20-07 и практические результаты ее лабораторных испытаний.

Введение

На алмазных обогатительных фабриках России, а с конца 90-х годов прошлого века – и за рубежом (Ангола) широко применяются автоматизированные комплексы рентгенолюминесцентных сепараторов (РЛС), производимые на Санкт-Петербургском научно-производственном предприятии «Буревестник». В отечественной технологии алмазодобычи РЛС доминируют на всех стадиях процесса – от головного обогащения сырья до окончательной доводки концентрата.

Сигналы, возникающие в сепараторе, в потоке кускового материала, под действием рентгеновского излучения люминесценции, фиксируются фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), усиливаются и анализируются на принадлежность к искомому минералу в устройстве регистрации. В случае, когда зарегистрированный сигнал принадлежит алмазу, соответствующая часть материала отделяется («отсекается») от потока в концентрат с помощью электропневматических устройств. Остальной материал уходит в «хвосты» (в отвал или на дополнительную переработку).

Специфически решена подача материала в РЛС головной стадии: руда движется единым потоком (шириной до 250–300 мм), без разделения на отдельные «ручьи». Задача состоит в том, чтобы не только обнаружить алмазы, но и по возможности уменьшить объем материала, отсекаемый вместе с ним в концентрат. Очевидно, для этого необходимы локализация зон регистрации и соответствующая локализация зон отсечки. Использование фотометрических каналов (ФК), сочетающих ФЭУ только с диафрагмой, не позволяет сформировать четко разграниченные зоны регистрации отдельных ФК. Такое построение приводит к регистрации сигнала от одного и того же алмаза в смежных ФК, к неопределенности решения о месте нахождения объекта и, таким образом, к соответствующему увеличению объема отсекаемой части руды. Кроме того, вследствие непостоянства угловой характеристики чувствительности ФЭУ чувствительность ФК значительно уменьшается от центра зоны к ее краям.

Избежать описанных проблем удастся введением в схему ФК оптических фокусирующих элементов, обеспечивающих формирование зоны регистрации заданных размеров с приемлемым перепадом чувствительности ФК в пределах зоны.

В настоящей статье представлены результаты расчета четырехкомпонентной оптической системы для четырехканального фотометрического блока (ФБ) РЛС модели ЛС-20-07 и материалы ее лабораторных испытаний по исследованию распределения чувствительности ФК сепаратора в зоне анализа руды.

1. Расчет оптической системы фотометрического канала

В работах НИИ «Буревестник» и СПбГУ ИТМО, проведенных в 2003–2005 гг., показано, что вариант с применением объектива, проецирующего зону контроля (с уве-

личением от $-1/2^\times$ до $-1/5^\times$) на фотокатод ФЭУ, позволяет повысить эффективность использования оптического излучения контролируемого объекта (уменьшить взаимную засветку зон и неравномерность энергетической чувствительности по длине контролируемой зоны).

Неравномерность чувствительности по площади фотокатода ФЭУ, подробно изученная в [1], нарушает идентичность характеристики полей чувствительности в соседних каналах ФБ. Чтобы исключить указанное явление, было принято решение применить в схеме ФК конденсор, проецирующий выходной зрачок объектива на фотокатод ФЭУ.

1.1. Постановка задачи

Конструкция сортировочной машины сепаратора ЛС-20-07, в которую встраивается модернизированный четырехканальный ФБ, накладывает на него определенные ограничения, а именно: ФБ конструктивно не должен вызывать изменения блоков и узлов, к нему не относящихся. Соответственно, все требования к оптической системе каждого ФК были продиктованы конкретными условиями работы РЛС.

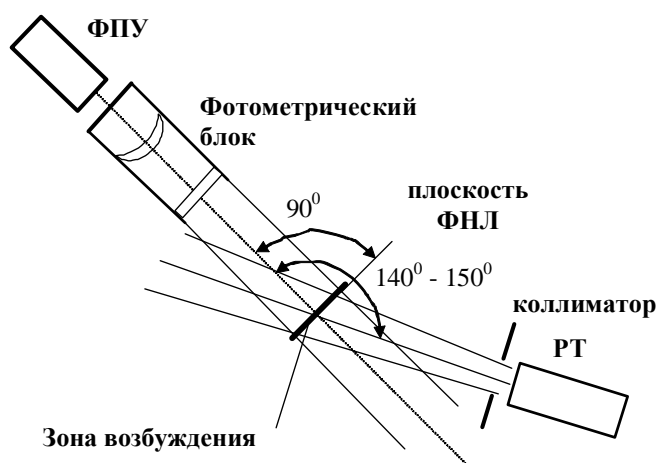


Рис. 1. Вариант рентгенооптической схемы сепаратора с расположением рентгеновской трубки «снизу», а фотометрического блока с фотоприемным устройством (ФПУ) «сверху»

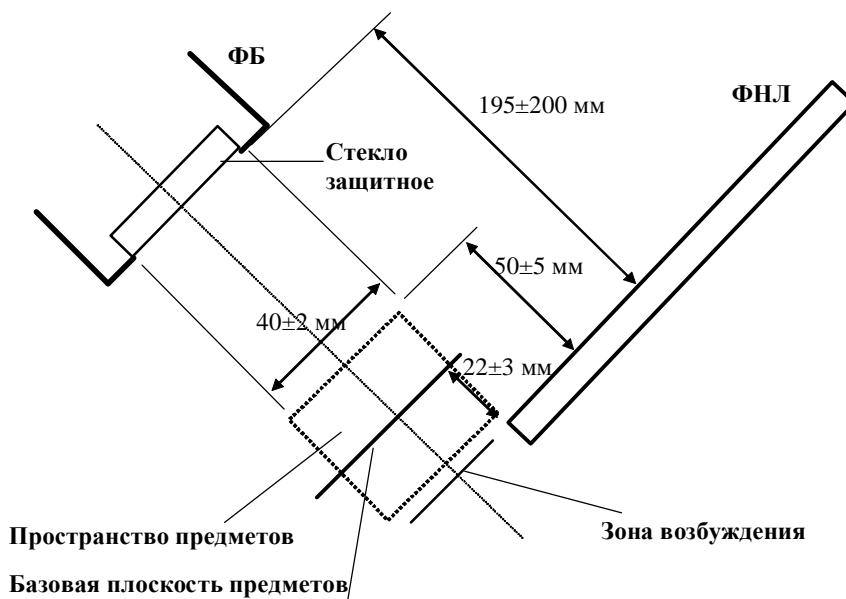


Рис. 2. Взаимное расположение ФНЛ, зоны возбуждения, плоскости предметов и плоскости защитного стекла ФБ (вид сбоку)

ФБ должен располагаться над потоком материала (рис. 1), на месте верхнего узла рентгеновской трубки (РТ) таким образом, чтобы оптическая ось ФК была направлена перпендикулярно плоскости формирующего наклонного лотка (ФНЛ) сепаратора и проходила через центр зоны возбуждения. Зона возбуждения имеет форму прямоугольника с размерами (30 ± 5) мм \times (300 ± 5) мм, лежащего в плоскости ФНЛ на расстоянии 3 ± 2 мм от кромки ФНЛ.

Базовая плоскость предметов (рис. 2) должна быть параллельна плоскости ФНЛ и проходить выше плоскости ФНЛ на 20–25 мм.

Зона регистрации ФК в базовой плоскости предметов должна иметь размеры 40 ± 2 мм на 85 ± 2 мм. При этом общая ширина взаимного перекрытия зон регистрации должна составлять 10 ± 2 мм. Ширина зон регистрации без учета взаимного перекрытия ФК должна составлять 75 ± 1 мм (рис. 3).

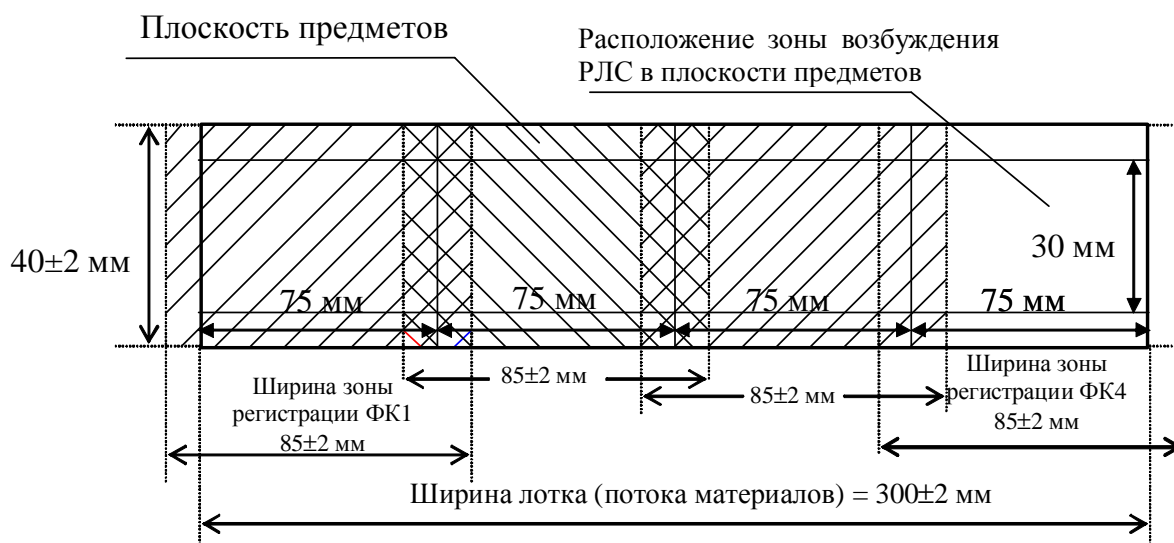


Рис. 3. Взаимное расположение зон регистрации ФК1–ФК4 и зоны возбуждения в плоскости предметов (вид сверху)

Локальное пространство предметов должно представлять собой параллелепипед со сторонами 40 ± 2 мм (ширина), 85 ± 2 мм (длина), 50 ± 5 мм (высота), располагающийся выше плоскости ФНЛ по направлению к ФБ (рис. 2).

1.2. Расчет узлов и исследование характеристик фотометрического канала

В соответствии с конструктивными требованиями оптическая схема ФБ должна состоять из четырех ФК. Каждый ФК предложено реализовывать по схеме, в которой базовая плоскость 1 (рис. 4) зоны регистрации проецируется объективом 2 в плоскость размещения полевой диафрагмы 4, ограничивающей требуемый размер зоны регистрации. Чтобы исключить неравномерность чувствительности ФЭУ по площади фотокатода 6, в схему предложено ввести конденсор 5, который проецирует выходной зрачок 3 объектива 2 на фотокатод 6 ФЭУ.

Энергетические расчеты, проведенные по методике, представленной в [2], показали, что на расстоянии 240 мм от базовой плоскости предметов требуемый размер входного зрачка объектива должен быть не менее 45 мм, и при этом для заданного ФЭУ (Hamamatsu R6094 с фотокатодом диаметром 25 мм) увеличение конденсора не может быть менее $-0,5^x$.

1.2.1. Результаты расчета основных параметров объектива

Расчет объектива ФК проводился исходя из размера входного зрачка и требований минимума сферической аберрации на краях зон регистрации при их формировании оптической системой ФК и равномерности поля чувствительности сепаратора ЛС-20-07.

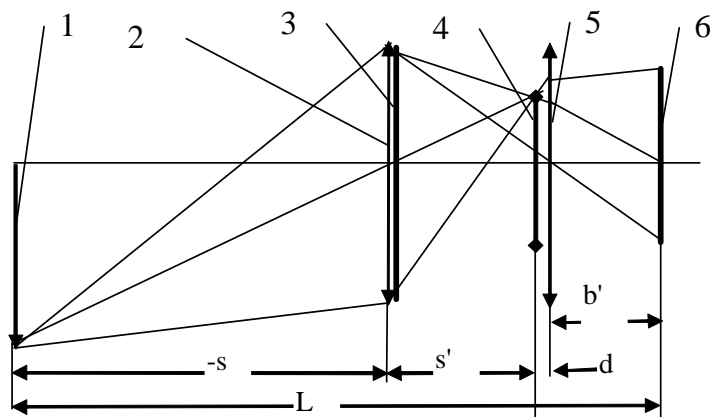


Рис. 4. Схема фотометрического канала ФБ

Для получения требуемых характеристик был проведен компьютерный расчет параметров двухлинзового объектива с помощью программы расчета оптических систем «OPAL», исходя из требования минимума сферической аберрации [3] и необходимости расположения базовой плоскости предметов на расстоянии 240 мм от объектива.

Полученные после оптимизации на минимум полевых аберраций на краю зоны чувствительности параметры объектива являются практически реализуемыми. Рассчитанный объектив состоит из двояковыпуклой линзы и линзы в виде положительного мениска и имеет фокусное расстояние 46,7 мм. В табл. 1 приведены параксиальные характеристики объектива, которые удовлетворяют указанным требованиям.

f , мм	f' , мм	S_f , мм	$S_{f'}$, мм	S , мм	S' , мм	β
-49,9	49,9	-46,74	40,29	-240,0	46,4	-0,24

Таблица 1. Параксиальные параметры двухлинзового объектива

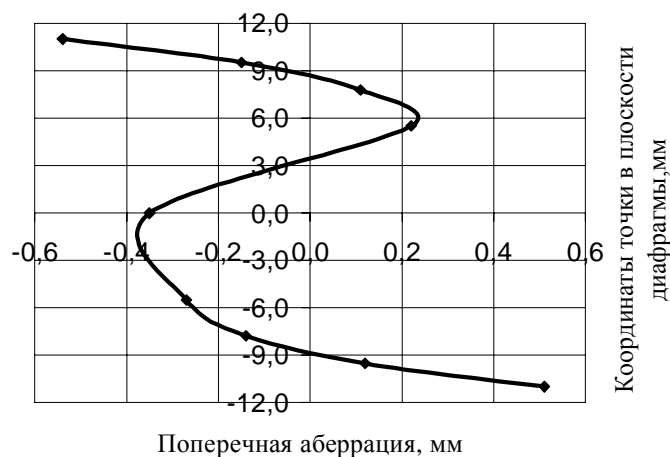


Рис. 5. График значений поперечной аберрации объектива в плоскости диафрагмы

Требуемая зона чувствительности в пространстве предметов 85×40 мм обеспечивается диафрагмой размером 20,8×11 мм.

Для предложенного объектива проведен расчет поперечной сферической аберрации в плоскости диафрагмы при оптимальной фокусировке ее на базовую плоскость предметов. На рис. 5 приводится график зависимости значений поперечной аберрации от координат точки в плоскости диафрагмы. За начало отсчета принята точка пересечения оптической оси канала с плоскостью диафрагмы.

1.2.2. Результаты расчета основных параметров конденсора

Основная задача конденсора – спроецировать выходной зрачок объектива на фотокатод ФЭУ, пропустив при этом все лучи от предмета, прошедшие через диафрагму объектива размером 20,8×11 мм. Последнее условие накладывает ограничение на минимальный размер входного зрачка конденсора. На основании параметров, полученных в п. 1.2.1, линейное увеличение конденсора β должно быть не менее $-0,5^{\times}$ при переднем отрезке конденсора, равном расстоянию от выходного зрачка объектива до диафрагмы, не менее 59,4 мм.

Для получения параметров линз конденсора был проведен расчет двухлинзового конденсора, аналогичный расчету объектива, исходя из требования минимума сферической аберрации и вышеизложенных параметров. Рассчитанный конденсор состоит из двояковыпуклой линзы и линзы в виде положительного мениска и имеет фокусное расстояние 26,2 мм. Полученные после оптимизации скорректированные параметры конденсора являются практически реализуемыми и оптимально возможными по аберрационным характеристикам.

В табл. 2 приведены параксиальные характеристики оптимизированного двухлинзового конденсора.

f , мм	f' , мм	S_f , мм	$S_{f'}$, мм	S , мм	S' , мм	β
-26,6	26,6	-23,3	19,39	-59,4	21,4	-0,48

Таблица 2. Параксиальные параметры двухлинзового конденсора

1.2.3. Оптическая схема четырехкомпонентной системы

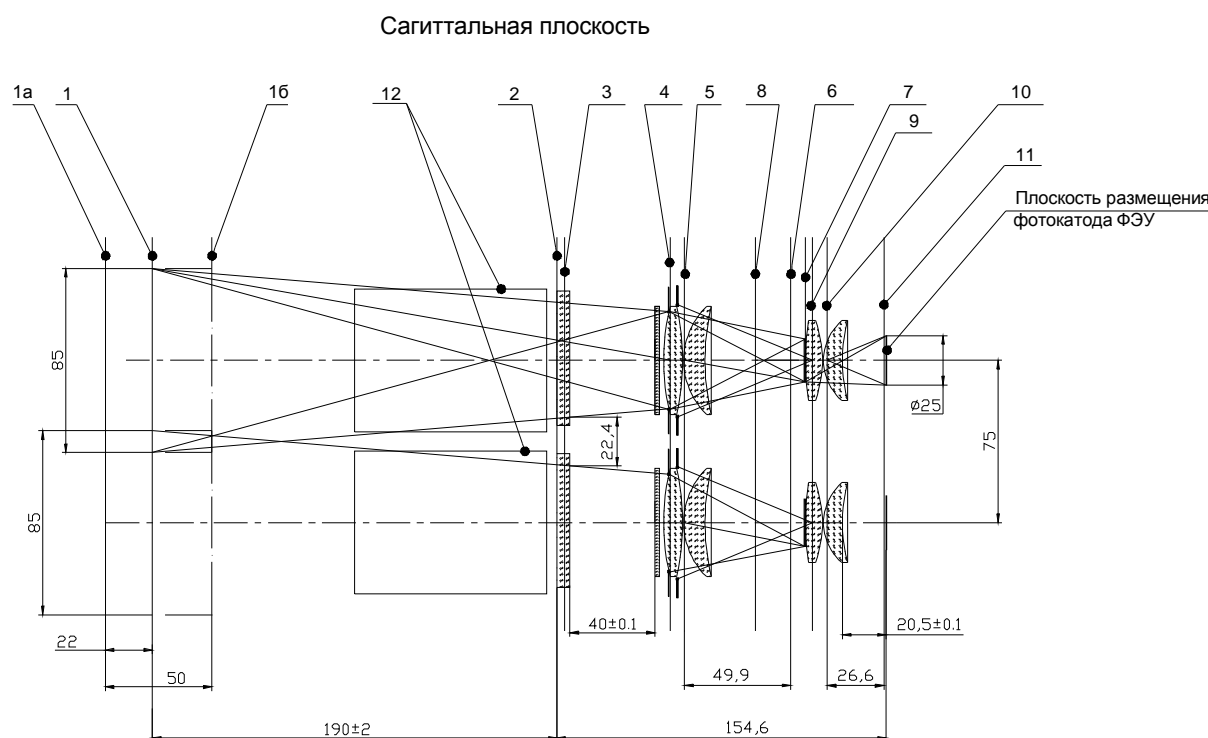


Рис. 6. Ход лучей (сагиттальная плоскость) в оптической схеме для двух каналов с двухлинзовым объективом и конденсором: 1 – базовая плоскость предметов; 1а – дальняя плоскость регистрации; 1б – ближняя плоскость регистрации; 2 – плоскость установки передней поверхности защитного стекла; 3 – передняя фокальная плоскость объектива; 4 – передняя главная плоскость объектива; 5 – задняя главная плоскость объектива; 6 – задняя фокальная плоскость объектива; 7 – полевая диафрагма прямоугольной формы; 8 – передняя фокальная плоскость конденсора; 9 – передняя главная плоскость конденсора; 10 – задняя главная плоскость конденсора; 11 – задняя фокальная плоскость конденсора; 12 – бленда

В соответствии с требованиями к конструкции ФБ расстояние до защитного стекла должно составлять не менее 190 мм, поэтому по ходу лучей в системе нетрудно рассчитать размер защитного стекла с учетом того, что расстояние от объектива до базовой плоскости предметов составляет 240 мм.

Из хода лучей в оптической системе объектива с конденсором (рис. 6) видно, что в плоскости защитного стекла пучки соседних каналов не пересекаются и между ними расстояние составляет примерно 22 мм. Поэтому целесообразно вплоть до защитного стекла между каналами установить перегородку 12, обеспечивающую еще большее ослабление влияния засветок от соседних каналов.

Таким образом, можно сделать вывод о практической реализуемости четырехкомпонентной оптической системы для фотометрического канала сепаратора ЛС-20-07.

Результаты расчетов позволяют ожидать увеличения эффективности обогащения руды путем локализации зон регистрации свечения и уменьшения выхода материала на одну отсечку.

2. Результаты лабораторных испытаний сепаратора ЛС-20-07

На основании проделанных расчетов была разработана конструкции ФБ для рентгенолюминесцентного сепаратора ЛС-20-07 и проведены экспериментальные исследования с целью определения практического распределения чувствительности ФК сепаратора в локальных зонах анализа руды.

2.1. Проверка равномерности чувствительности в каждой локальной зоне регистрации в поперечном сечении потока материала

Испытания проводились по следующей методике.

На край лотка наклеивалась шкала с разметкой локальных зон регистрации, шириной 75 мм и нанесенными делениями через 5 мм.

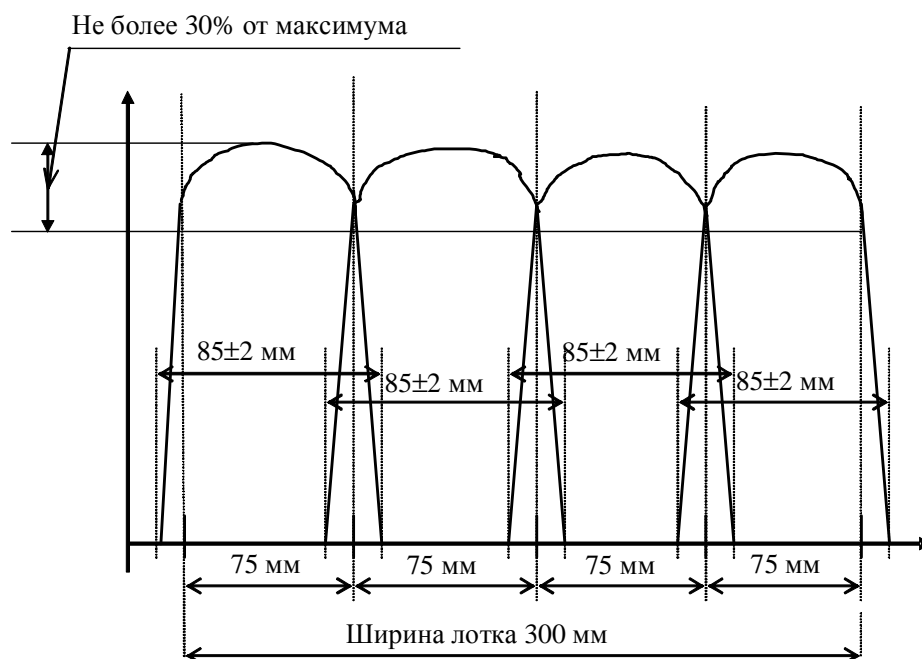


Рис. 7. Распределение чувствительности ФК в локальных зонах регистрации

В середину каждой из 4-х локальных зон регистрации устанавливалась клипса с имитатором, и при помощи осциллографа измерялась амплитуда сигнала люминесценции в каждом канале регистрации. Напряжения управления чувствительностью ФЭУ подбирались так, чтобы измеренные амплитуды сигналов в указанных точках установки были одинаковы (в пределах метода измерения). Таким образом, чувствительность локальных каналов регистрации выравнивалась.

В результате эксперимента было установлено, что распределение чувствительности в зонах анализа руды соответствует показанному на рис. 9 и является близким к теоретическому.

Испытания показали, что использование четырехкомпонентной оптической системы позволяет повысить чувствительность каждого канала за счет увеличения равномерности чувствительности в 5–10 раз по сравнению с вариантом без применения оптики.

2.2. Проверка взаимной засветки зон регистрации

Проверка осуществлялась с использованием имитатора алмаза с линейными размерами не менее 5 мм и удельной эффективной силой свечения $5 \cdot 10^{-10} - 10 \cdot 10^{-10}$ Вт·ср⁻¹·(Р/с), что в 100 раз ярче предельного имитатора. Клипса с имитатором поочередно устанавливалась в каждой локальной зоне регистрации на пересечении оптических осей канала регистрации с центральной осью зоны возбуждения. При этом измерялись амплитуды сигналов в остальных каналах регистрации. По заданию, имитатор с удельной эффективной силой свечения, в 100 раз превышающей удельную эффективную силу свечения предельного имитатора, ни в одном из локальных каналов регистрации, кроме канала, в зоне которого он находится, не должен вызывать сигнал, превышающий пороговый, необходимый для срабатывания системы отсечки.

Испытания показали, что даже без использования перегородок 12 (см. рис. 6) данное условие выполняется, поскольку клипса с имитатором ни в одном из каналов регистрации, кроме каналов установки, не дала обнаружений, что свидетельствует об эффективности работы предложенной оптической системы для решения задачи локализации засветки.

Заключение

Применение ФБ, построенного на базе линзовой оптики, при достаточной чувствительности каналов регистрации привело к определяемости положения движущегося объекта люминесценции в пространстве, ширина которого составляет 1/4 часть ширины общего пространства предметов, и повышению чувствительности до 10 раз по сравнению с вариантом без использования оптики.

В дальнейшем предполагается проведение исследований с целью получения более равномерной чувствительности в пределах каждого канала ФК путем применения новых фотоприемников и корректирующих транспарантов в поле анализа.

Особая благодарность – сотрудникам НПП «Буревестник», кандидатам технических наук А.И. Левитину и Л.В. Казакову, а также заведующему лабораторией Ю.А. Местеру, оказавшим существенную методическую помощь при проведении исследований.

Литература

1. Араканцев К.Г., Похиль Р.А., Тимофеев А.Н., Чертов А.Н. Исследование неравномерности чувствительности по площадке фотоэлектронных умножителей. // Сборник научных трудов II Межвузовской конференции молодых ученых. СПб. 2005. Т 3. С. 141–145.
2. Бубырь Е.В., Коротаев В.В., Левитин А.И., Похиль Р.А., Чертов А.Н. Особенности энергетического расчета оптической системы фотометрического канала рентгенолюминесцентных сепараторов алмазов. // Сборник трудов VI-ой Международной конференции «Прикладная оптика». СПб, октябрь 2004. Т I(1). С. 94–96.
3. Панов В.А., Кругер М.Я., Кулагин В.В. и др. / Под общ. ред. Панова В.А. Справочник конструктора оптико-механических приборов. / 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.

СИСТЕМА ПЕРЕМЕННОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ОСВЕТИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА МИКРОСКОПА

О.А. Виноградова, Т.В. Точилина

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.А. Зверев

Эффективность использования светового потока в оптической системе микроскопа определяется согласованием выходной числовой апертуры и линейного поля конденсора с числовой апертурой и линейным полем объектива микроскопа. Показано, что применение системы переменного увеличения в схеме осветительного устройства микроскопа позволяет повысить эффективность использования светового потока более чем в десять раз.

Элементарный световой поток, излучаемый светящимся элементом dS поверхности предмета в пределах телесного угла $d\Omega$, определяется следующим вполне очевидным выражением:

$$d^2\Phi_\sigma = L_\sigma \cos\sigma dS d\Omega, \quad (1)$$

где L_σ – яркость светящегося элемента поверхности в направлении, образующем угол σ с нормалью к элементарной площадке dS , совпадающей с оптической осью некоторой безабберационной оптической системы. Сечение элементарного телесного угла $d\Omega$, имеющего вершину в осевой точке предмета сферой радиуса R , концентричной осевой точке предмета и касательной к контуру входного зрачка, образует элементарную площадку $d\Sigma$. Учитывая определение телесного угла, выражение (1) можно переписать в виде:

$$d^2\Phi_\sigma = L_\sigma \cos\sigma dS \frac{d\Sigma}{R^2}.$$

Отсюда следует, что освещенность на сфере в пределах площадки $d\Sigma$ равна

$$E_\sigma = \frac{d^2\Phi_\sigma}{d\Sigma} = L_\sigma \cos\sigma \frac{dS}{R^2}. \quad (2)$$

Световой поток, определяемый выражением (1), в пространстве изображений становится равным

$$d^2\Phi'_\sigma = \tau_\sigma d^2\Phi_\sigma = \tau_\sigma E_\sigma d\Sigma = E'_\sigma d\Sigma', \quad (3)$$

где τ_σ – коэффициент пропускания оптической системы в пределах элементарной световой трубки в направлении, образующем угол σ с оптической осью в пространстве предметов; $d\Sigma'$ – элементарная площадка на сфере радиуса R' , концентричной осевой точке изображения и касательной к контуру выходного зрачка, через которую проходит световой поток $d^2\Phi'$; E'_σ – освещенность площадки $d\Sigma'$.

Из выражения (3) с учетом выражения (2) получаем:

$$E'_\sigma = \tau_\sigma E_\sigma \frac{d\Sigma}{d\Sigma'} = \tau_\sigma L_\sigma \cos\sigma \frac{dS}{R^2} \frac{d\Sigma}{d\Sigma'}. \quad (4)$$

В соответствии с инвариантом Штраубеля для световой трубки имеем:

$$n^2 \cos\sigma dS d\Omega = n'^2 \cos\sigma' dS' d\Omega'.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{d\Sigma}{d\Sigma'} \frac{R'^2}{R^2} = \frac{n'^2 \cos\sigma' dS'}{n^2 \cos\sigma dS}.$$

Подставив это соотношение в выражение (4), получаем:

$$E'_\sigma = \tau_\sigma \left(\frac{n'}{n}\right)^2 L_\sigma \cos\sigma' \frac{dS'}{R'^2}. \quad (5)$$

При $\sigma' = 0$

$$E'_0 = \tau_0 \left(\frac{n'}{n} \right)^2 L_0 \frac{dS'}{R'^2}. \quad (6)$$

Соотношение (6) позволяет выражение (5) представить в виде [1]

$$E'_{\sigma'} = \tau'_{\sigma'} E'_0, \quad (7)$$

где $\tau'_{\sigma'}$ – коэффициент, определяющий относительное распределение освещенности на выходной сфере, который формально можно назвать коэффициентом относительного пропускания оптической системы; при этом

$$\tau'_{\sigma'} = \frac{\tau_{\sigma} L_{\sigma}}{\tau_0 L_0} \cos \sigma'. \quad (8)$$

Таким образом, распределение освещенности на выходной сфере определяется косинусом апертурного угла в пространстве изображений, отношением коэффициента пропускания оптической системы и яркости источника излучения в пределах апертурного угла к коэффициенту пропускания и яркости источника излучения в направлении оптической оси в пространстве предметов. Практически можно принять, что $\tau_{\sigma} = \tau_0$ и $L_{\sigma} = L_0$. Тогда $\tau'_{\sigma'} = \cos \sigma'$.

Для коллектора осветительной системы микроскопа, как правило, $\sin \sigma' < 0,1$. При этом $\cos \sigma' > 0,995$. Следовательно, в этом случае можно принять, что $E'_{\sigma'} = E'_0$.

Итак, световой поток, заполняющий полевую диафрагму, равен

$$d\Phi_s = \pi L_0 \tau_s n_s^2 \sin^2 \sigma_s dS_s, \quad (9)$$

где L_0 – яркость источника излучения, приведенная (редуцированная) к вакууму; dS_s – площадь источника излучения; $n_s \sin \sigma_s$ – передняя числовая апертура коллектора; τ_s – коэффициент пропускания оптической системы коллектора.

При круглой форме полевой диафрагмы световой поток, падающий на наблюдаемый участок поверхности предмета, равен

$$d\Phi_p = \pi^2 L_0^2 \tau_{oc} n_p^2 \sin^2 \sigma_p l_p^2, \quad (10)$$

где τ_{oc} – коэффициент пропускания оптической системы осветительного устройства микроскопа; $n_p \sin \sigma_p$ – передняя числовая апертура микрообъектива; l_p – радиус круга наблюдаемой поверхности предмета.

Световой поток, прошедший через микрообъектив и формирующий образованное им изображение в плоскости предмета окуляра, равен

$$d\Phi'_p = \tau_{oc} \tau_p \pi^2 L_0 n_p'^2 \sin^2 \sigma'_p l_p'^2, \quad (11)$$

где τ_p – коэффициент пропускания оптической системы микрообъектива; $n'_p \sin \sigma'_p$ – задняя числовая апертура микрообъектива; l'_p – радиус изображения наблюдаемой поверхности предмета, образованного оптической системой микрообъектива.

При $\tau_{oc} = \tau_p = 1$ соотношения (10) и (11) определяют взаимосвязь геометрических параметров оптической схемы микрообъектива, поскольку в соответствии с законом сохранения энергии (или в соответствии со свойством световой трубки) имеем $d\Phi_p = d\Phi'_p$, а, следовательно,

$$l_p n_p \sin \sigma_p = l'_p n'_p \sin \sigma'_p. \quad (12)$$

Это соотношение справедливо для всех оптически сопряженных плоскостей оптической системы и определяет инвариант Лагранжа-Гельмгольца в виде

$$J = nl \sin \sigma.$$

В соотношении (12) отрезок $l'_p = l_p V_{об}$, $V_{об}$ – поперечное увеличение изображения, образованного микрообъективом. При этом из соотношения (12) для каждого микрообъектива имеем

$$V_{об} J = V_{об} l'_p n_p \sin \sigma_p = l'_p n_p \sin \sigma_p. \quad (13)$$

Полагая для конкретного набора микрообъективов величину окулярного поля $2l_{ок} = 2l'_p = const$, при $J = const$ для этого набора объективов имеем набор точек V_p , $n_p \sin \sigma_p$, лежащих на прямой,

$$JV_{об} = l'_p n_p \sin \sigma_p.$$

Однако в общем случае $J \neq const$, а, следовательно, соответствующий набор точек не лежит на одной прямой.

Значения величин $V_{об}$, $n_p \sin \sigma_p = A$, $J = l_p A$ для планапохроматических объективов для проходящего света [2] представлены в табл. 1. Соответствующий набор точек $V_{об}$, $n_p \sin \sigma_p$ зависимости $V_{об} = V_{об}(n_p \sin \sigma_p)$ представлен на рис. 1.

Увеличение, $V_{об}$	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, J	Шифр
10	0,30	0,375	ОПА-1
16	0,40	0,312	ОПА-2
25	0,50	0,250	ОПА-6
40	0,65	0,203	ОПА-3
40	0,65	0,203	ОПА-40
60	0,85	0,177	ОПА-4
60	0,85	0,177	ОПА-60
100	1,25ми	0,156	ОПА-5
100	1,35ми	0,169	–

Таблица 1. Планапохроматические объективы для проходящего света, $2y'_p = 25$ мм

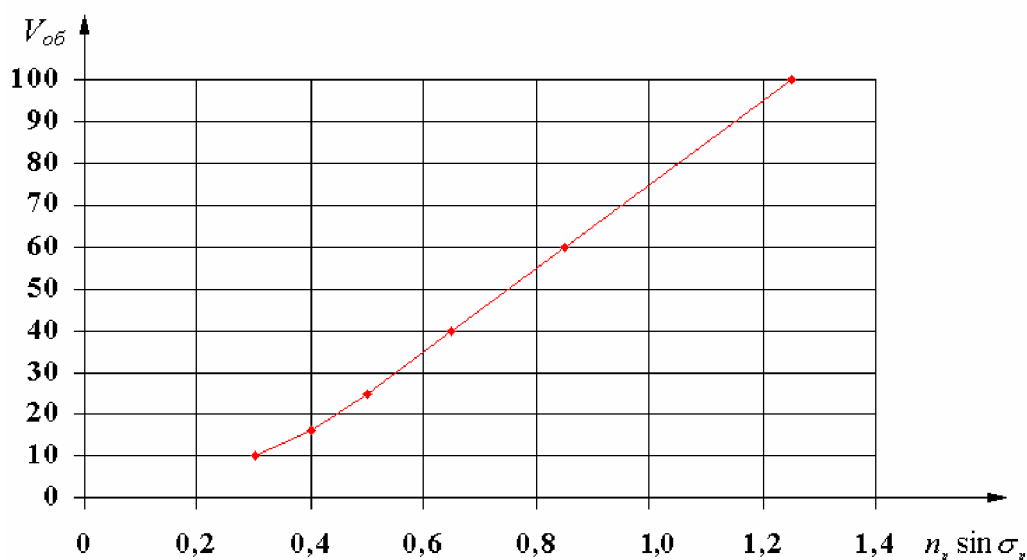


Рис.1. Кривая зависимости $V_{об} = V_{об}(n_p \sin \sigma_p)$

Значения этих же величин и соответствующий набор точек $V_{об}$, A зависимости $V_{об} = V_{об}(A)$ для планохроматических объективов для проходящего света представлен в табл. 2 и на рис. 2, а для ахроматических объективов – в табл. 3 и на рис. 3, соответственно.

Вполне очевидно, что при неизменных параметрах оптической системы осветительного устройства микроскопа световой поток должен заполнять полевую и апертурную диафрагмы максимального диаметра, определяемого максимальным диаметром круга наблюдаемой поверхности и максимальной передней числовой апертурой микрообъектива. В случае планохроматических объективов для проходящего света

$$y_{p\max} = \frac{y'_p}{V_{об\min}} = \frac{12,5}{10} = 1,25 \text{ мм.}$$

При этом $J_{\max} = y_{p\max} n_p \sin \sigma_{p\max} = 1,25 \cdot 1,35 = 1,6875$ мм, а относительная величина полезно используемого светового потока для различных микрообъективов изменяется от 10 % до 22 %.

Увеличение, $V_{об}$	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, J	Шифр
2,5	0,05	0,250	ОХП-2,5П
10	0,20	0,250	ОХП-10П
25	0,50	0,250	ОХП-25П
40	0,65	0,203	ОХП-40П
60	0,85	0,177	ОХП-60П

Таблица 2. Планохроматические объективы для проходящего света, $2y'_p = 25$ мм

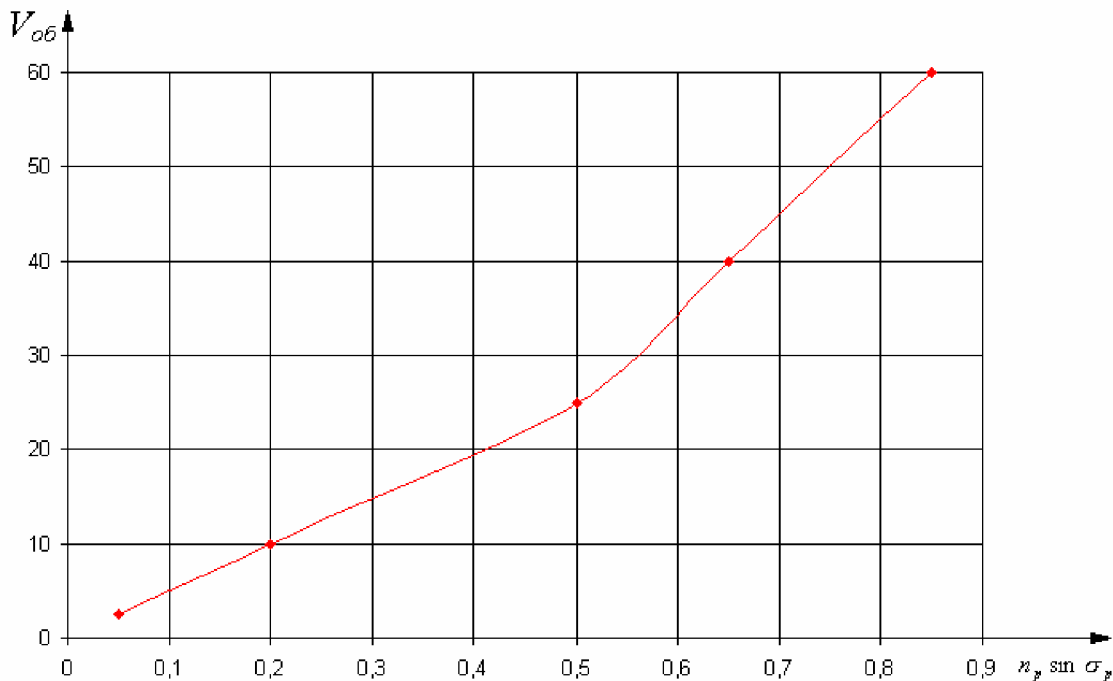


Рис. 2. Кривая зависимости $V_{об} = V_{об}(n_p \sin \sigma_p)$

Как следует из табл. 2, в случае планохроматических объективов для проходящего света $J_{\max} = 5 \cdot 0,85 = 4,25$ мм. При этом относительная величина полезно используемого светового потока для различных микрообъективов изменяется от 4,16 % до 5,88 %. И, наконец, в соответствии с табл. 3 для новых ахроматических объективов имеем

$J_{\max} = 2,25 \cdot 1,25 = 2,8125$. При этом полезная часть светового потока изменяется в пределах от 4 % до 9,6 %.

Увеличение, $V_{об}$	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, J	Шифр
4	0,12	0,270	ОХ-26
6,3	0,17	0,243	ОХ-27
10	0,25	0,225	ОХ-28
16	0,40	0,225	ОХ-29
40	0,65	0,146	ОХ-30
60	0,85	0,128	ОХ-31
40	0,85ви	0,191	–
100	1,25ми	0,112	ОХ-32

Таблица 3. Новые ахроматические объективы, $2y'_p = 18$ мм

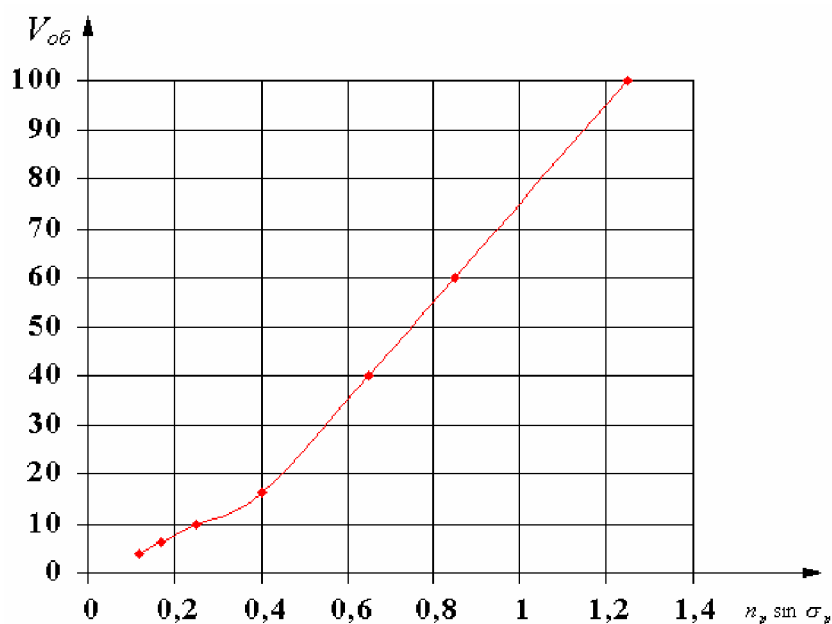


Рис. 3. Кривая зависимости $V_{об} = V_{об}(n_p \sin \sigma_p)$

Эффективность использования светового потока, формируемого оптической системой коллектора микроскопа, можно существенно повысить, если применить в схеме осветительного устройства оптическую систему переменного увеличения. В соответствии с законом сохранения энергии световой поток, прошедший сквозь систему переменного увеличения, при отсутствии физических потерь света остается неизменным, а, следовательно, и инвариант Лагранжа-Гельмгольца должен быть величиной постоянной. В рассматриваемом случае

$$J = l_p n_p \sin \sigma_p = l'_p \frac{n_p \sin \sigma_p}{V_{об}} = l'_p n'_p \sin \sigma'_p,$$

но $l'_p = const$. При этом $J = const$, если отношение $\frac{n_p \sin \sigma_p}{V_{об}} = const$. Как видно из

рис.1–3, кривая $V_{об} = V_{об}(n_p \sin \sigma_p)$ достаточно линейна для планапохроматических объективов или достаточно линейна для планхроматических и новых ахроматических объективов. Однако ни одна прямая, за исключением первого линейного участка на

рис. 3, не проходит через начало координат. Следовательно, уравнение указанных прямых можно записать в виде

$$\frac{J}{l'_p} V_{об} = n_p \sin \sigma_p - n_p \sin \sigma_{0p}, \text{ где } n_p \sin \sigma_{0p} = const.$$

При этом

$$J = l'_p n_p \left(\frac{\sin \sigma_p}{V_{об}} - \frac{\sin \sigma_{0p}}{V_{об}} \right).$$

Отсюда следует, что при $\frac{\sin \sigma_p}{V_{об}} = const$ значение инварианта $J = var$. Вполне

очевидно, что в этом случае применение системы переменного увеличения, а, следовательно, и повышение эффективности использования светового потока возможно, если инвариант Лагранжа-Гельмгольца для коллектора приравнять максимальному значению инварианта для соответствующего набора объективов. При этом эффективность использования светового потока определится отношением значения инварианта для соответствующего объектива к принятому максимальному значению.

В простейшем случае система переменного увеличения состоит из одного компонента. При продольном перемещении компонента изменяется величина изображения, но изменяется и расстояние между предметом и изображением, что в рассматриваемом случае может оказаться недопустимым. Применение двухкомпонентной системы переменного увеличения позволяет получить изменение увеличения в весьма широких пределах при неизменном расстоянии между осевыми точками предмета и изображения. Расстояние от первого компонента до осевой точки предмета определяется выражением [3]

$$a_1 = \frac{A \pm B}{2\varphi}, \quad (14)$$

где $A = \varphi_2(2 - \varphi_1 d)d - \varphi L$; $B = \sqrt{(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L)(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L - 4)}$; d – расстояние между компонентами, L – расстояние между осевыми точками предмета и изображения, $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d$.

В этом выражении безусловно переменной величиной остается расстояние d , изменение которого определяет изменение величины a_1 . В свою очередь, величина d определяется величиной линейного увеличения V :

$$L + f' \frac{(1-V)^2}{V} = - \frac{\varphi_1 \varphi_2}{\varphi} d^2.$$

Отсюда следует, что

$$d = \frac{1}{2} L \pm \sqrt{\frac{1}{4} L^2 - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\varphi_1 \varphi_2} L - \frac{1}{\varphi_1 \varphi_2} \frac{(1-V)^2}{V}}, \quad (15)$$

при этом при выбранном наборе величин φ_1, φ_2, L в заданном интервале изменения величины линейного увеличения должно соблюдаться очевидное условие $d > 0$.

Двойной знак перед квадратным корнем в выражении (15) свидетельствует о том, что существуют две пары оптически сопряженных точек, расстояние между которыми в обоих случаях равно одной и той же величине L . При этом, согласно выражению (14), $a_{11} = \frac{A+B}{2\varphi}$, а $a_{12} = \frac{A-B}{2\varphi}$.

Поэтому вполне естественна мысль о размещении в одной из пар оптически сопряженных точек осевых точек предмета и изображения, а в другой – центров входного

и выходного зрачков системы. При этом расстояние между центром входного (выходного) зрачка и осевой точкой предмета (изображения) будет равно $L_p = a_{11} - a_{12} = a'_{21} - a'_{22} = \frac{B}{\varphi}$. Но $B = B(d)$ и $\varphi = \varphi(d)$. Следовательно, и величина расстояния L_p будет переменной, что ограничивает применение двухкомпонентной схемы переменного увеличения в схеме осветительного устройства. Наилучшим образом применению в осветительном устройстве микроскопа соответствует трехкомпонентная схема переменного увеличения, в которой при неподвижном среднем крайние компоненты смещаются в одну сторону и на одинаковую величину.

Литература

1. Зверев В.А. Распределение освещенности в зрачках оптической системы и в изображении осевой точки. // Оптико-механическая промышленность. 1986. № 4. С. 15–17.
2. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Расчет и проектирование. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
3. Журова С.А., Зверев В.А. Основы композиции принципиальных схем оптических систем переменного увеличения. // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 10. С. 68–86.

О ПРОБЛЕМЕ ТОЧНОСТИ СБОРКИ И ЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ПРИЦЕЛОВ

Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев

Научный руководитель – кандидат технических наук, доцент В.Н. Назаров

Проведено исследование паралактической погрешности в оптических прицелах. Предложена математическая модель, описывающая учет влияния этой погрешности на точность попадания в цель. Приведен пример ее использования для учета параллакса при движении пули в воздушном пространстве, т.е. при наличии сил сопротивления воздуха. Получена аналитическая формула вероятности попадания по круглой удаленной мишени при наличии погрешности продольной установки сетки.

Введение

В связи с большим распространением среди людей, близких к стрелковому спорту и охоте, оптических прицелов все чаще стали возникать вопросы о факторах, влияющих на точность прицеливания. Одним из таких факторов является наличие параллакса в оптическом прицеле. Параллаксом называется смещение наблюдаемого предмета вследствие перемещения глаза стрелка в пределах выходного зрачка прибора. Появляется оно в результате изменения угла, под которым был виден данный предмет в тот момент, когда глаз располагается в центре выходного зрачка окуляра. В результате относительного смещения перекрестья сетки и изображения объекта получается ошибка наводки, которая, в свою очередь, приводит к ошибке попадания в цель. Эта ошибка выражается в смещении центра рассеивания точек попадания в цель.

Стоит отметить, что поставленная задача имеет решение с учетом сопротивления воздуха. В этом случае траектория полета пули заметно отличается от параболической, она круче на спаде, и пуля пролетает меньшее расстояние.

Величина параллакса в оптическом прицеле определяется погрешностью продольной установки сетки. Допуск на эту величину из условия одновременной резкости в диоптрийной мере для всех видов прицелов с выходным зрачком больше 2 мм составляет $D_{\Delta} = 0.2$ дптр [1]. Тогда параллакс в угловой мере можно описать зависимостью [2]

$$\omega_{ок} = \frac{D_{\Delta}}{2 \cdot 1000} D_{вых.зр.} \cdot \quad (1)$$

Например, для выходного зрачка диаметром $D_{вых.зр.} = 8$ мм и при выполнении условия одновременной резкости угловой параллакс $\omega_{ок} = 0.0008$ или $\omega_{ок} = 2'40''$ в угловой мере, что превышает среднюю разрешающую способность глаза, равную $1'$.

Описание траектории полета снаряда

После вылета из ствола пуля летит не по прямой, а по некоторой кривой, которая называется баллистической траекторией. В безвоздушном пространстве баллистическая траектория представляла бы собой параболу, а в воздухе траектория пули при детальном рассмотрении будет достаточно сложной кривой. На нее действует сила сопротивления воздуха, направленная против скорости. Эта сила может быть описана следующим выражением

$$F = B \cdot V^2 \cdot \quad (2)$$

Однако эти траектории в вертикальной и горизонтальной плоскостях можно описать системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} V_x(t) = -\frac{B}{m} \cdot V_x^2(t) - q, \\ \frac{\partial}{\partial t} V_y(t) = -\frac{B}{m} \cdot V_y^2(t) - g, \\ \frac{\partial}{\partial t} V_z(t) = -\frac{B}{m} \cdot V_z^2(t). \end{cases} \quad (3)$$

Здесь q, g – ускорения, действующие на пулю, соответственно, в горизонтальной и вертикальной плоскостях; B – коэффициент пропорциональности силы сопротивления воздуха квадрату скорости движения пули; m – масса пули; V_x, V_y, V_z определяются из выражений

$$\begin{aligned} V_x(0) &= V_{гор} \cdot \sin(\theta) & V_z(0) &= V_{гор} \cdot \cos(\theta) \\ V_y(0) &= V_{верт} \cdot \sin(\alpha) & V_z(0) &= V_{верт} \cdot \cos(\alpha), \end{aligned}$$

где θ, α – углы прицеливания в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно. Очевидно, что $V_{верт} \cdot \cos(\alpha) = V_{гор} \cdot \cos(\theta)$.

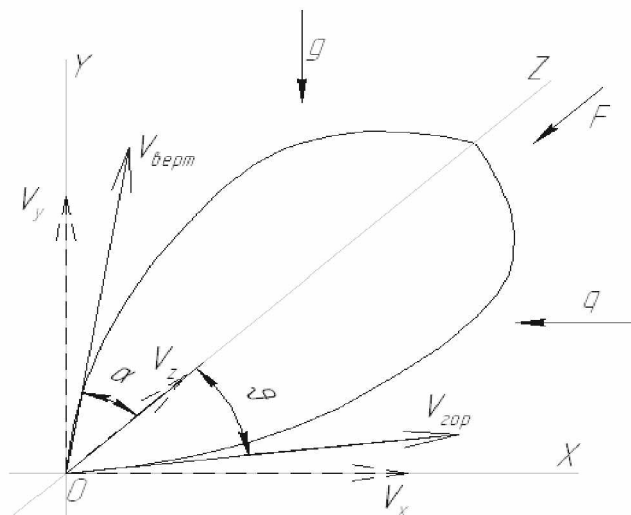


Рис. 1. К расчету траектории полета пули

Но вектора этих скоростей являются лишь проекциями вектора скорости \vec{V} пули при вылете из винтовки. Поэтому необходимо определить значения этих скоростей, зная величину начальной скорости и углы прицеливания в обеих плоскостях. Для этого запишем выражения

$$\begin{aligned} V_{гор} &= \frac{\cos(\alpha)}{\sqrt{\cos^2(\theta) \cdot \sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)}} \cdot V, \\ V_{верт} &= \frac{\cos(\theta)}{\sqrt{\cos^2(\theta) \cdot \sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)}} \cdot V. \end{aligned} \quad (4)$$

Используя (3), запишем аналитические выражения для координат полета пули вдоль своей траектории по всем трем осям: OX, OY и OZ [3]:

$$x(t) = \frac{1}{B/m} \cdot \left[\ln \left(1 + \frac{\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot V_{гор} \cdot \sin(\theta)}{q} \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot t \right) \right) - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(1 + \operatorname{tg}^2 \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot t \right) \right) \right] + H_x,$$

$$y(t) = \frac{1}{B/m} \cdot \left[\ln \left(1 + \frac{\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot V_{\text{верт}} \cdot \sin(\alpha)}{g} \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot t \right) \right) - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(1 + \operatorname{tg}^2 \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot t \right) \right) \right] + H_y,$$

$$z(t) = \frac{1}{B/m} \cdot \ln \left(1 + V_{\text{зор}} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m} \cdot t \right) = \frac{1}{B/m} \cdot \ln \left(1 + V_{\text{верт}} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m} \cdot t \right) \quad (5)$$

В этих выражениях H_x, H_y – «превышение» оружия над центром мишени в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Основные соотношения

Рассмотрим плотности вероятностей координат точек попадания в мишень по осям OX и OY . Эти величины распределены по нормальному закону (закон Гаусса) с математическим ожиданием $m_x = m_y = 0$ и средними квадратическими отклонениями σ_x, σ_y (рис. 1). В этом случае центр мишени совпадает с центром рассеивания, что соответствует «идеально» точному прицелу:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}, \quad p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}.$$

Погрешность продольной установки сетки при наблюдении в окуляр приводит к погрешностям установки углов прицеливания и, соответственно, к отклонениям центров рассеивания в соответствующих плоскостях. Нетрудно показать, что отклонения центров рассеивания точек попадания по мишени, вызванные наличием параллакса Δx в горизонтальной плоскости и Δy в вертикальной плоскости, характеризующие погрешность попадания в точку с координатами (x, y) , линейно зависят от соответствующих параллактических погрешностей углов наведения на цель $\Delta\theta$ в горизонтальной плоскости и $\Delta\alpha$ в вертикальной плоскости. В выражениях (6) представлены зависимости этих смещений от погрешностей углов прицеливания для произвольного момента времени.

$$\Delta x(t) = \frac{1}{B/m} \cdot \frac{V_{\text{зор}} \cdot \cos(\theta) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot t \right)}{q + V_{\text{зор}} \cdot \sin(\theta) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot t \right)} \cdot \Delta\theta = C_x(t) \cdot \Delta\theta,$$

$$\Delta y(t) = \frac{1}{B/m} \cdot \frac{V_{\text{верт}} \cdot \cos(\alpha) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot t \right)}{g + V_{\text{верт}} \cdot \sin(\alpha) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot t \right)} \cdot \Delta\alpha = C_y(t) \cdot \Delta\alpha. \quad (6)$$

Тогда для определения линейного смещения центра рассеивания точек попадания в цель необходимо в выражение (6) подставить то значение времени, когда пуля достигнет цели. Для этого воспользуемся системой уравнений (5) и найдем момент времени, когда $z(t) = L$, где L – расстояние до цели (дальность):

$$t = \frac{e^{\frac{L \cdot B}{m}} - 1}{V_{\text{зор}} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m}} = \frac{e^{\frac{L \cdot B}{m}} - 1}{V_{\text{верт}} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m}}. \quad (7)$$

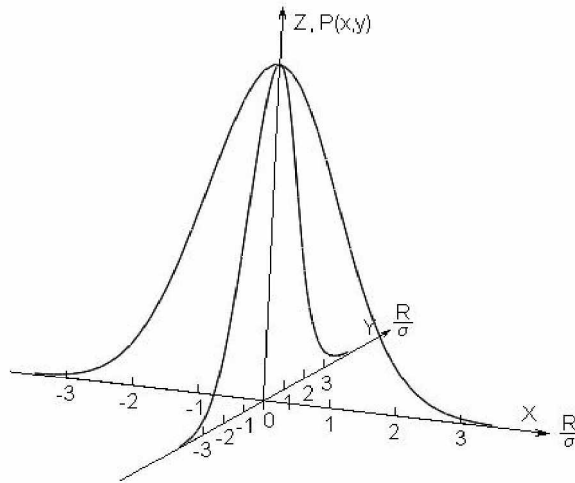


Рис. 1. Плотности вероятностей координат точек попадания в мишень

Далее требуется определить углы прицеливания в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Угол θ и угол α определяются из выражений

$$1 + \frac{\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot V_{zop} \cdot \sin(\theta)}{q} \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{zop} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m}} \right) = e^{-H_x \frac{B}{m}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{zop} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m}} \right)}, \quad (8)$$

$$1 + \frac{\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot V_{верм} \cdot \sin(\alpha)}{g} \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{верм} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m}} \right) = e^{-H_y \frac{B}{m}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{верм} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m}} \right)}.$$

Из приведенных тождеств невозможно получить аналитические выражения для углов прицеливания как зависимостей от параметров стрельбы – дальности до цели, коэффициента, определяющего силу сопротивления воздуха, массы пули и др. Поэтому далее приводится результат расчета этих углов для конкретных параметров эксперимента. Можно записать

$$\Delta x = C_x \cdot \Delta \theta, \Delta y = C_y \cdot \Delta \alpha, \quad (6a)$$

$$C_x = \frac{1}{\frac{B}{m}} \cdot \frac{V_{zop} \cdot \cos(\theta) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{zop} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m}} \right)}{q + V_{zop} \cdot \sin(\theta) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot q \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{zop} \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{B}{m}} \right)},$$

$$C_y = \frac{1}{\frac{B}{m}} \cdot \frac{V_{верм} \cdot \cos(\alpha) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{верм} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m}} \right)}{g + V_{верм} \cdot \sin(\alpha) \cdot \sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{B}{m}} \cdot g \cdot \frac{e^{\frac{L}{m} - 1}}{V_{верм} \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{B}{m}} \right)}. \quad (9)$$

В нашей модели, для случая круглой мишени, удобней перейти от прямоугольных координат (x, y) к полярным (R, φ) , т.е. от распределения Гаусса по двум осям к одномерному распределению Релея с круговым средним квадратическим отклонением σ [4]

$$p(R) = \frac{R}{\sigma^2} e^{-\frac{R^2}{2\sigma^2}}, \quad (10)$$

$$\sigma = \left(\frac{\sqrt{\sigma_x} + \sqrt{\sigma_y}}{2} \right)^2. \quad (10a)$$

Указанное радиальное смещение центра рассеивания снарядов зададим в относительных единицах

$$h = \frac{d}{\sigma} = \sqrt{\frac{\Delta x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\Delta y^2}{\sigma_y^2}}. \quad (11)$$

Учитывая (6a) и исходя из свойств функций случайных аргументов, можно получить значение погрешности угла наведения $\Delta\alpha_r$ в полярных координатах. Данный угол в оптической системе с увеличением Γ_m связан с величиной углового параллакса $\omega_{ок}$ за окуляром соотношением

$$\Delta\alpha_r = \frac{\omega_{ок}}{\Gamma_m}. \quad (12)$$

Запишем аналитическую зависимость смещения d центра рассеивания в абсолютных единицах от погрешности угла прицеливания $\Delta\alpha_r$:

$$d = C_r \cdot \Delta\alpha_r, \quad \frac{C_r}{\sigma} = \frac{4}{\left(\sqrt{\frac{\sigma_x}{C_x}} + \sqrt{\frac{\sigma_y}{C_y}} \right)^2}. \quad (13)$$

Так как центр рассеивания смещен на величину d от центра мишени, то вероятность попадания в круговую мишень радиуса R будет описываться выражением [5]

$$W\left(\frac{R}{\sigma}, h\right) = e^{-\frac{h^2}{2}} \cdot \int_0^{\frac{R}{\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot I_0(h \cdot t) \cdot t dt, \quad (14)$$

где $h = \frac{d}{\sigma}$, σ – круговое СКО; I_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка мнимого аргумента.

Оценка и анализ результатов

Приведем некоторые результаты расчета допуска на продольную установку сетки в оптическом прицеле для конкретных параметров эксперимента. Стрельба ведется по круглой мишени на расстоянии $L = 100$ м. Масса пули составляет $m = 0.01$ кг. Начальная скорость пули при вылете из канала ствола $V = 600 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Тогда, используя (4) и (8), мы имеем систему двух связанных уравнений для определения углов прицеливания. Значение коэффициента, определяющего силу сопротивления воздуха, возьмем равным $B = 0.00001 \frac{\text{Н}}{\frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}}$. В используемой модели на пулю действует две силы – сила всемир-

ного тяготения с ускорением $g \left(\frac{M}{c^2} \right)$ в вертикальной плоскости и сила с ускорением $q \left(\frac{M}{c^2} \right)$, определяемая из баллистических характеристик оружия, в горизонтальной плоскости. Здесь эти величины принимают значения $q = 9.8 \frac{M}{c^2}$ и $g = 9.8 \frac{M}{c^2}$. «Возвышение» оружия над центром мишени составляет $H_x = 0$ и $H_y = 0.5$ м. Параметры рассеивания задаем самостоятельно: в вертикальной и горизонтальной плоскостях $\sigma_x = \sigma_y = 1.2$ см. Как уже отмечалось ранее диаметр выходного зрачка $D_{\text{вых.зр.}} = 8$ мм. Погрешность продольной установки сетки в диоптрийной мере имеет значение $D_{\Delta} = 0.2$ дптр. Увеличение оптической системы прицела $\Gamma_m = 3.5^{\times}$ [2]. Для указанных выше значений L и B углы прицеливания в горизонтальной и вертикальной плоскостях равны $\theta = 0^{\circ} 4' 55'' . 3$; $\alpha = -0^{\circ} 11' 25'' . 1$.

Из выражения (12) следует, что при указанных выше значениях увеличения, размера выходного зрачка и погрешности продольной установки сетки угловой параллакс за окуляром составляет $\omega_{ок} = 0.0008$ рад, тогда ошибка наведения составляет $\Delta\alpha_r = 0.00023$ рад. Отсюда, используя (13) и (14), легко определить вероятность попадания по мишени.

По результатам расчета вероятности попадания по круглой мишени для двух случаев продольной установки сетки можно сделать выводы. По существующим нормам продольной установки сетки вероятность попадания в круг радиуса $R = \sigma = 1.2$ см, в случае максимального удаления глаза от центра зрачка, составляет $W = 8.1\%$, при этом снижение вероятности от теоретического значения составляет $S = 79.3\%$. Для случая, предлагаемого нами ($\omega_{ок} = 0.0003$ рад), $W = 31.6\%$, а $S = 19.6\%$. Из расчетов видно, что при указанных режимах стрельбы ухудшение вероятности попадания по мишени для случая продольной установки, при котором выполняется условие одновременной резкости, недопустимо велико. Поэтому возникает необходимость коррекции допусков на установку сетки в оптическом прицеле. Допуск, определяемый разрешающей способностью глаза, приводит к значительно меньшему ухудшению вероятности попадания по мишени.

На рис. 3а, 3б показаны зависимости вероятности попадания в круглую мишень от радиуса этой мишени при наличии углового параллакса $\omega_{ок} = 0.0003$ рад (рис. 3) и при наличии углового параллакса $\omega_{ок} = 0.0008$ рад (рис. 4). Пунктирной линией показана зависимость вероятности попадания по мишени в «идеальном прицеле» (без ошибки продольной установки сетки), сплошной линией показана та же зависимость в системе, имеющей указанную ошибку, а штриховой линией показано снижение вероятности попадания в круглую мишень радиуса R , определяемое зависимостью [5]:

$$S(R) = \frac{\int_0^R p(r) dr - W \left(\frac{R}{\sigma}, h \right)}{\int_0^R p(r) dr} . \quad (15)$$

Как видно из рисунков, вероятность попадания по мишени много меньше ее расчетного значения при современных допусках на продольную установку сетки. Вероятность же попадания по мишени при предлагаемых допусках имеет терпимое отклонение от теоретического значения вероятности для данных режимов стрельбы. Точность стрельбы зависит от баллистических характеристик снаряда и, в основном, от дальности до цели, однако в случае полета пули в воздушном пространстве на точность

стрельбы оказывает влияние и коэффициент, описывающий пропорциональность силы сопротивления воздуха квадрату скорости, который может вносить достаточный вклад в снижение точности попадания по удаленной мишени.

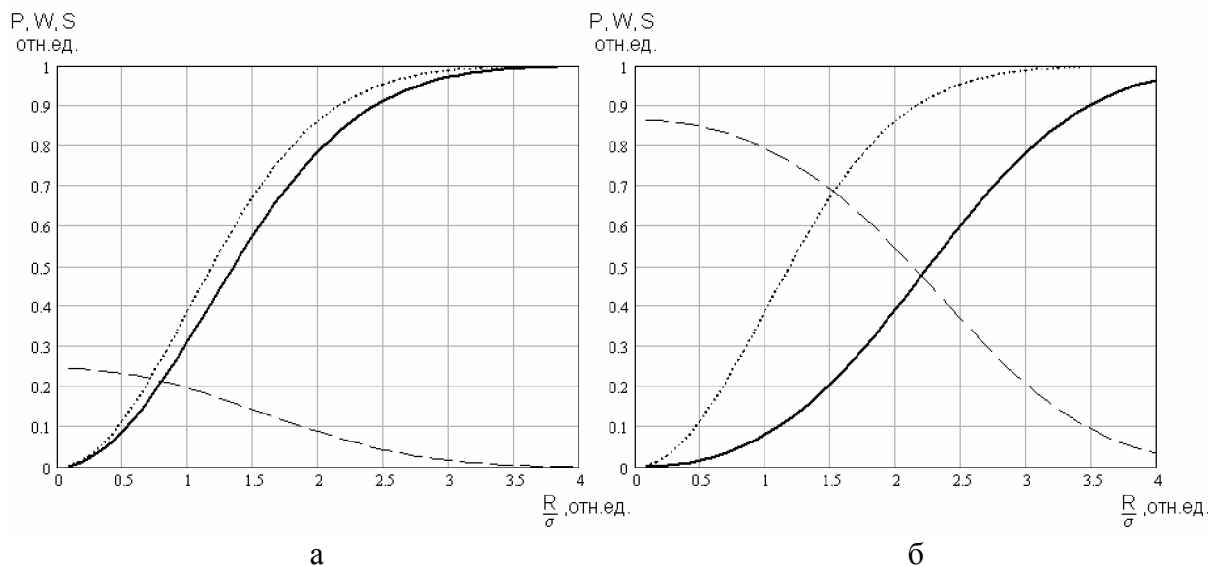


Рис. 3. Зависимость вероятности попадания в круглую мишень от радиуса мишени при наличии углового параллакса: а – $\omega_{ok} = 0.0003$ рад, б – $\omega_{ok} = 0.0008$ рад

Заключение

Исследуя вероятность попадания по круглой мишени, можно отметить, что ухудшение этой вероятности при наличии параллакса, определяемого существующими допусками, в ряде случаев не удовлетворяет принятым нормам для оптических прицелов. Рассматриваемая методика позволяет оценивать вероятности попадания по мишени при наличии ошибки продольной установки сетки, что впоследствии может приводить к установлению порядка коррекции допусков на погрешности сборки и юстировки оптических приборов.

Литература

1. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982.
2. Ефремов А.А. и др. Сборка оптических приборов. М.: Высшая школа, 1978.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.
4. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969.
5. Абергауз Г.Г., Тронь А.П., Копенкин Ю.Н., Коровина И.А. Справочник по вероятностным расчетам. М.: Воениздат. 1970.

РАСЧЕТ СПЕКТРА ОПТИЧЕСКИХ МОД И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А.Ю. Буданова, Е.О. Неронова

Научный руководитель – кандидат физико-математических наук,
доцент С.А. Миронов

Изложен алгоритм и представлены результаты расчета спектров оптических мод и профилей показателя преломления для различных типов волноводов.

Введение

В настоящее время интегрально-оптические приборы находят широкое применение на практике. Использование тонкопленочных диэлектрических волноводов открывает путь к созданию миниатюрных активных и пассивных устройств (оптических модуляторов, переключателей, дефлекторов, перестраиваемых фильтров, ответвителей, поляризаторов и других) для высокоскоростных волоконно-оптических линий связи, датчиков и систем оптической обработки информации.

Параметры разрабатываемых интегрально-оптических устройств во многом определяются характеристиками оптических волноводных мод. Поэтому возникает задача определения спектра распространяющихся мод, исходя из известных параметров волновода (прямая задача). Несомненный интерес, особенно при проведении технологических работ по созданию волноводов с заданными свойствами, представляет решение задачи об определении основных параметров волновода (эффективная толщина, профиль показателя преломления, числовая апертура и другие) на основе экспериментальных значений постоянных распространения мод (обратная задача).

Общие подходы решения этих задач для однородных (с постоянным показателем преломления) и градиентных волноводов изложены в ряде работ [1–5]. Однако единого метода, позволяющего получить результаты для ряда практически важных частных случаев, насколько нам известно, представлено не было. В настоящей работе изложен алгоритм и представлены результаты расчета спектров оптических мод и профилей показателя преломления для различных типов волноводов.

Прямая задача

Характеристическое уравнение для волновода с постоянным показателем преломления (однородного волновода) следует из условия поперечного резонанса и может быть записано в виде [5]:

$$2kdn_2 \cos \theta_m - 2\varphi_{23} - 2\varphi_{21} = 2m\pi, \quad (1)$$

где θ_m – угол отражения относительно нормали к направлению распространения, d – эффективная толщина волновода, n_1 , n_2 , n_3 – показатели преломления покровного слоя, волновода и подложки соответственно, m – целое число (0, 1, 2 ...), которое определяет порядок моды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, φ_{21} – сдвиг фазы в результате полного внутреннего отражения на границе раздела пленка – покровный слой, φ_{23} – сдвиг фазы в результате полного внутреннего отражения на границе раздела пленка – подложка. Выражения для φ_{21} и φ_{23} выглядят следующим образом:

$$\varphi_{21} = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{n_2^2 \cdot \sin^2 \theta_m - n_1^2}}{n_2 \cos \theta_m} \right), \quad (2)$$

$$\Phi_{23} = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{n_2^2 \cdot \sin^2 \theta_m - n_3^2}}{n_2 \cos \theta_m} \right). \quad (3)$$

Подстановка выражений (2) и (3) в выражение (1) приводит к трансцендентному уравнению с одной переменной θ_m . Постоянная распространения для каждой моды задается выражением

$$\beta_m = kn_2 \sin \theta_m.$$

Основными параметрами однородных волноводов, применяемых в интегральной оптике, являются толщина волновода d и его показатель преломления n_2 . На основе этих характеристик можно рассчитать спектр мод волновода, т.е. значения постоянных распространения β_m/k , численным решением дисперсионного уравнения (1).

В случае градиентных волноводов параметром, на основании которого рассчитывается модовый спектр, является функция, описывающая изменение показателя преломления по толщине волновода, так называемый профиль показателя преломления $n(z)$. Метод Венцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) [6] позволяет найти приближенные решения волнового уравнения для мод в случае профилей с медленно изменяющимися показателями преломления. Дисперсионное уравнение для градиентных волноводов в приближении данного метода имеет вид

$$k \int_0^{z_m} \sqrt{n^2(z) - n_m^2} dz = \Phi_{23} + \Phi_{21} + m\pi, \quad (4)$$

где $n_m = \beta_m/k$ – эффективный показатель преломления m -й моды, z_m – точка поворота, удовлетворяющая условию $n(z_m) = n_m$. Как показано в работе [1], можно считать, что в

градиентном волноводе $\Phi_{21} = \frac{\pi}{2}$, а $\Phi_{23} = \frac{\pi}{4}$.

Расчет спектра мод для заданного профиля показателя преломления $n(z)$ заключается в определении точки поворота z_m для каждой моды и численном решении уравнения (4) для n_m .

Для решения прямой задачи для однородного и градиентного волноводов по описанному выше алгоритму была разработана программа в среде математического пакета MathCad 13.0. Эта программа позволяет рассчитывать спектры мод для однородных и градиентных волноводов с различными профилями показателя преломления. Рассчитанные спектры мод для однородного волновода, а также для градиентных волноводов с экспоненциальным, гауссовым, параболическим и линейным профилями показателей преломления представлены ниже. Начальные условия (толщина волновода d , показатель преломления волновода n_2 для однородного волновода и показатель преломления $n = n(0)$ для градиентного волновода, а также показатель преломления подложки n_3) были выбраны одинаковыми для всех случаев, чтобы наглядно представить различия в модовых спектрах.

Начальные условия: $\lambda = 06328$ мкм, $n_2 = n(0) = 1.5900$, $n_3 = 15125$, $d = 6$ мкм, что соответствует характеристикам типичного волновода на стекле. Результаты решения прямой задачи для однородного волновода представлены в табл. 1. Результаты расчета для градиентных волноводов с наиболее типичными профилями показателя преломления представлены в табл. 2–5.

На рис. 1 изображены спектры оптических мод, рассчитанные по разработанной программе для однородного и градиентного волноводов.

m	β/k	$\Delta\beta/k$
0	1.5892	
1	1.5868	0.0023
2	1.5829	0.0040
3	1.5773	0.0055
4	1.5702	0.0071
5	1.5615	0.0087
6	1.5511	0.0100
7	1.5392	0.0120
8	1.5283	0.0130

Таблица 1. Постоянные распространения β/k и расстояние между модами $\Delta\beta/k$ для однородного волновода $n(z) = const$

m	β/k	$\Delta\beta/k$
0	1.57464	
1	1.56261	0.0120
2	1.55377	0.0088
3	1.54670	0.0071
4	1.54083	0.0059
5	1.53588	0.0050
6	1.53166	0.0042
7	1.52804	0.0036
8	1.52494	0.0031
9	1.52229	0.0027
10	1.52003	0.0022
11	1.51814	0.0019
12	1.51656	0.0016
13	1.51528	0.0013
14	1.51427	0.0010
15	1.51350	0.0007

Таблица 2. Постоянные распространения β/k и расстояние между модами $\Delta\beta/k$ для градиентного волновода с экспоненциальным профилем показателя преломления $n(z) = n_s + (n_0 - n_s) \cdot \exp(-z/d)$

m	β/k	$\Delta\beta/k$
0	1.58326	
1	1.57389	0.0094
2	1.56488	0.0090
3	1.55634	0.0085
4	1.54832	0.0080
5	1.54088	0.0074
6	1.53408	0.0068
7	1.52797	0.0061
8	1.52264	0.0053
9	1.51819	0.0045
10	1.51478	0.0034

Таблица 3. Постоянные распространения β/k и расстояние между модами $\Delta\beta/k$ для градиентного волновода с гауссовым профилем показателя преломления

$$n(z) = n_s + (n_0 - n_s) \cdot \exp(-z^2/d^2)$$

m	β/k	$\Delta\beta/k$
0	1.58213	
1	1.57159	0.0110
2	1.56101	0.0110
3	1.55038	0.0110
4	1.53971	0.0110
5	1.52899	0.0110
6	1.51823	0.0110

Таблица 4. Постоянные распространения β/k и расстояние между модами $\Delta\beta/k$ для градиентного волновода с параболическим профилем показателя преломления

$$n(z) = n_0 - (n_0 - n_s) \cdot (z/d)^2$$

m	β/k	$\Delta\beta/k$
0	1.57381	
1	1.55959	0.0140
2	1.54796	0.0120
3	1.53768	0.0100
4	1.52830	0.0094
5	1.51962	0.0087

Таблица 5. Постоянные распространения β/k и расстояние между модами $\Delta\beta/k$ для градиентного волновода с линейным профилем показателя преломления

$$n(z) = n_0 - (n_0 - n_s) \cdot \frac{z}{d}$$

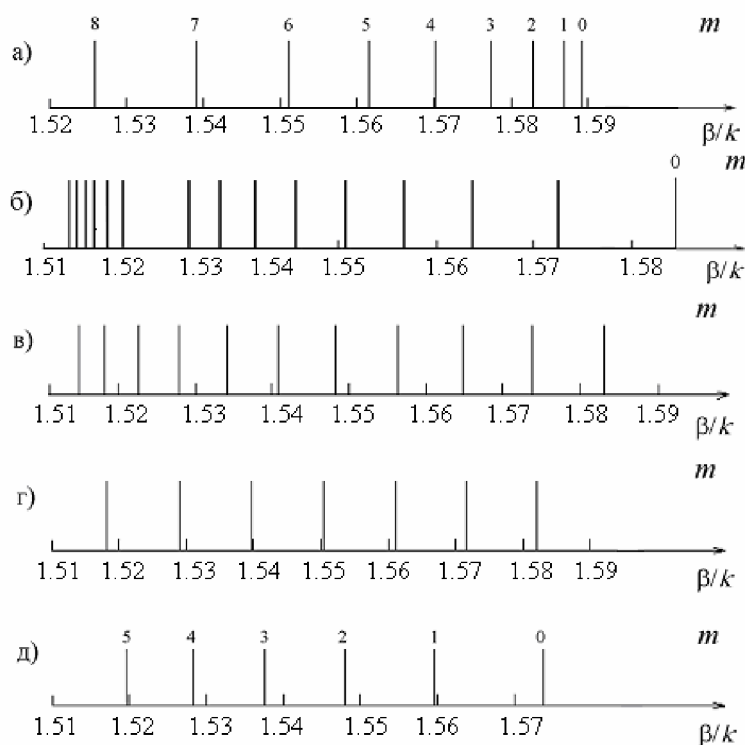


Рис. 1. Спектры мод, рассчитанные по программе: а) для однородного волновода, б) для градиентного волновода с экспоненциальным профилем, в) для градиентного волновода с гауссовым профилем, г) для градиентного волновода с параболическим профилем, д) для градиентного волновода с линейным профилем

m	β/k , [8]	β/k , рассчитанные по программе	$\Delta\beta/k$	β/k , [7]	β/k , рассчитанные по программе	$\Delta\beta/k$
0	2.5082	2.5080	0.0002	1.9647	1.9647	0.0000
1	2.4951	2.4949	0.0002	1.9389	1.9392	0.0003
2	2.4866	2.4863	0.0003	1.8954	1.8961	0.0007
3	2.4805	2.4802	0.0003	1.8332	1.8344	0.0012
4	2.4760	2.4759	0.0001	1.7510	1.7529	0.0019
5	2.4731	2.4730	0.0001	1.6473	1.6501	0.0028
6	2.4711	2.4711	0.0000	1.5249	1.5283	0.0034
7	2.4701	2.4701	0.0000	-----	-----	-----

Таблица 6. Результаты сравнения постоянных распространения β/k , приведенных в статье [8] для градиентного волновода с экспоненциальным профилем в $LiNbO_3$ и в статье [7] для однородного волновода – пленки ZnO на подложке из стекла, с постоянными распространения, рассчитанными по программе

Как можно видеть из табл. 1–5 и рис. 1, характер модового спектра (зависимость $\beta/k = f(m)$) различен для волноводов с разным профилем показателя преломления. Так, для волновода с параболическим профилем постоянные распространения расположены эквидистантно, т.е. $\Delta\beta/k = const$. В то же время для однородного волновода значения $\Delta\beta/k$ увеличиваются с номером моды, а для волноводов с экспоненциальным, гауссовым и линейным профилями значения $\Delta\beta/k$ уменьшаются с возрастанием номера моды m . Указанные особенности модового спектра позволяют по результатам эксперимента качественно оценить вид профиля показателя преломления в волноводе, что необходимо в дальнейшем для точного восстановления профиля.

Чтобы показать точность, с которой могут быть определены постоянные распространения по разработанной программе, нами были рассчитаны спектры мод для однородного волновода – пленки ZnO на подложке из стекла [6] ($\lambda = 06328$ мкм, $n_2 = 1.9732$, $n_3 = 1.5127$, $d = 1.5881$ мкм) и для градиентного волновода из $LiNbO_3$ с экспоненциальным профилем показателя преломления [7] ($\lambda = 06328$ мкм, $n(0) = 2.5298$, $n_3 = 2.4698$, $d = 6.27$ мкм) и проведено сравнение со значениями β/k , полученными в вышеупомянутых работах. Результаты сравнения представлены в табл. 6, из которой видно, что программа позволяет рассчитывать эффективные показатели преломления мод на основе известных характеристик волноводов с точностью не менее 10^{-3} .

Обратная задача

Чтобы найти распределение показателя преломления среды n по глубине волновода z , нужно получить решение соответствующего волнового уравнения на основе ВКБ метода. При этом исходным является уравнение (4). Для градиентного волновода сдвиги фаз на границах волновод – покровный слой и волновод – подложка равны $\frac{\pi}{2}$ и $\frac{\pi}{4}$, соответственно. Учитывая сказанное, можно преобразовать выражение (4) к виду [1]

$$\frac{1}{\lambda} \int_0^{z_m} \sqrt{n^2(z) - n_m^2} dz = \frac{4m-1}{8}, \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (5)$$

где λ – длина волны излучения, M – количество мод в волноводе. Предполагается, что $z_0 = 0$ и $n_0 = n(0)$. Заметим, что система нумерации мод в этом разделе сдвинута на единицу относительно обычного представления, так что показатель преломления на поверхности обозначен n_0 .

Задача сводится к выбору вида и параметров функции $n(z)$, удовлетворяющей экспериментально полученным значениям n_m . Для дальнейших вычислений, следуя [4], аппроксимируем функцию $n(z)$ кусочно-линейной зависимостью вида

$$n^2(z) = n_k^2 + \frac{n_{k-1}^2 - n_k^2}{z_k - z_{k-1}}(z_k - z), \quad z_{k-1} \leq z \leq z_k, \quad k = 1, 2, \dots, m. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в выражение (5) и суммируя по k , получаем

$$\frac{z_m - z_{m-1}}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{n_{m-1}^2 - n_m^2}} \left\{ \frac{3(4m-1)}{8} - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{z_k - z_{k-1}}{\lambda(n_{k-1}^2 - n_k^2)} \left[\sqrt{(n_{k-1}^2 - n_m^2)^3} - \sqrt{(n_k^2 - n_m^2)^3} \right] \right\}.$$

Неизвестный показатель преломления на поверхности n_0 находится путем минимизации суммы

$$\sum_{m=1}^M \left[2 \left(\frac{n_m^2 - n_{m+1}^2}{z_{m+1} - z_m} - \frac{n_{m-1}^2 - n_m^2}{z_m - z_{m-1}} \right) (z_{m+1} - z_{m-1})^{-1} \right]^2. \quad (7)$$

Эта минимизация приводит к сглаживанию зависимости $n(z_m)$, что соответствует монотонности изменения коэффициента преломления в волноводе. Таким образом, n_0 варьируется так, чтобы получить минимум суммы (7), т.е. наиболее гладкую зависимость $n(z)$.

Если заранее известно, что волновод однородный, тогда описанный выше метод даст точные значения толщины волновода (d) и его показателя преломления (n_2).

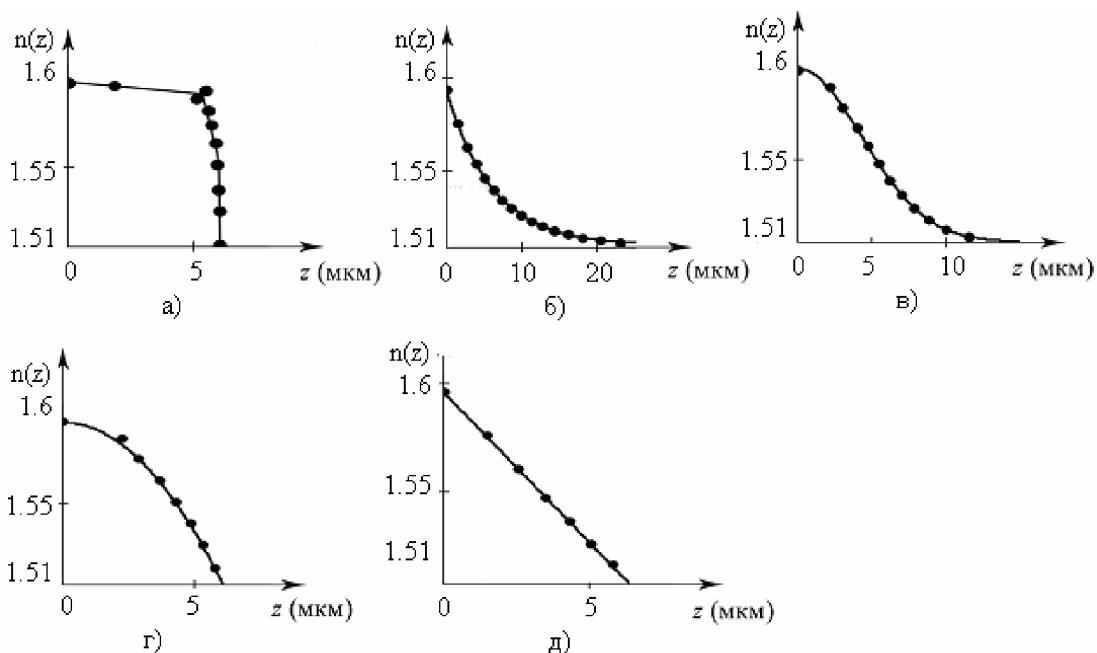


Рис. 2. Графики распределения показателя преломления (n) по глубине волновода (z). Расчетные значения (\bullet) и аппроксимирующие их кривые ($—$): а) для однородного волновода, б) для градиентного волновода с экспоненциальным профилем, в) для градиентного волновода с Гауссовым профилем, г) для градиентного волновода с параболическим профилем, д) для градиентного волновода с линейным профилем

Программа, реализующая на практике данный метод, также была разработана в среде математического пакета MathCad 13.0. Чтобы наглядно проиллюстрировать степень, с которой данная программа может прогнозировать истинное распределение профиля показателя преломления, начальные значения эффективных показателей преломления мод β_m/k для решения обратной задачи были взяты из табл. 1–5. Результаты восстановления профиля показателя преломления для волноводов с различными профилями представлены на рис. 2.

В табл. 7 приведены значения показателя преломления на поверхности n_0 и толщины волновода d , рассчитанные по программе для различных случаев. Там же приведены для сравнения рассчитанные отклонения Δn_0 и Δd от начальных значений n и d , использованных ранее при решении прямой задачи.

Вид профиля показателя преломления	n_0	d , мкм	Δn_0	Δd , мкм
Постоянный показатель преломления	1.5905	6.016	0.0005	0.016
Экспоненциальный	1.5915	6.096	0.0015	0.096
Гауссов	1.5910	6.185	0.0010	0.185
Параболический	1.5895	5.993	0.0005	0.007
Линейный	1.5896	6.180	0.0004	0.180

Таблица 7. Результаты расчета основных параметров волноводов на основе спектров оптических мод для различных типов волноводов

Вид волновода	Расчетные значения			
	n_0	d , мкм	Δn_0	Δd , мкм
Волновод из $LiNbO_3$ с экспоненциальным профилем показателя преломления ($n_0 = 2.5298$, $n_s = 2.4698$, $d = 6.27$ мкм) [8]	2.5260	5.78	0.0038	0.49
Волновод из твердого раствора $LiNbO_3 - LiTaO_3$ с экспоненциальным профилем показателя преломления ($n_0 = 2.2757$, $n_s = 2.177$, $d = 2.23$ мкм) [5]	2.273	2.236	0.0027	0.006

Таблица 8. Сравнение расчетных значений показателя преломления на поверхности n_0 и толщины волновода d со значениями других авторов [5, 8]

Из табл. 7 и рис. 2 можно сделать вывод о том, что разработанная программа позволяет восстанавливать профиль показателя преломления по известному модовому спектру для волноводов на стекле с хорошей точностью. Чтобы показать, что данная программа хорошо работает и для волноводов из других материалов, таких, как $LiNbO_3$ и твердый раствор $LiNbO_3 - LiTaO_3$, были проведены расчеты точек поворота и восстановлены профили показателя преломления для данных волноводов по постоянным

распространения, приведенным в статьях [8] и [5]. Результаты расчета и сравнение полученных значений показателя преломления на поверхности n_0 и толщины волновода d со значениями из упомянутых выше работ представлены в табл. 8. Восстановление профиля показателя преломления аппроксимацией точек поворота, рассчитанных по программе, проиллюстрировано на рис. 3.

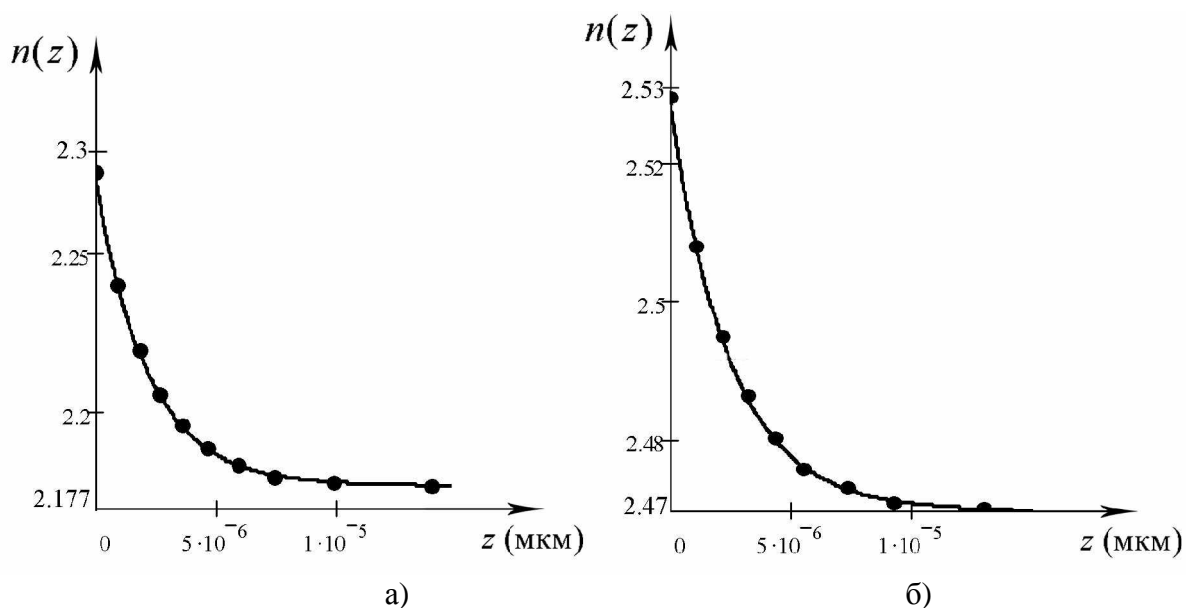


Рис. 3. Графики распределения показателя преломления (n) по глубине волновода (z). Расчетные значения (\bullet) и аппроксимирующие их кривые ($—$): а) для волновода из $LiNbO_3$ [8], б) для волновода из твердого раствора $LiNbO_3 - LiTaO_3$ [5]

На основании данных, приведенных в табл. 8, и рис. 2 можно сделать вывод о том, что разработанная программа позволяет восстанавливать профиль показателя преломления по известным постоянным распространения с точностью не менее 10^{-3} , и о том, что программа применима как для волнопроводов на основе стекла, так и для волнопроводов на основе кристаллов ниобата лития, которые широко используются в различных устройствах интегральной оптики.

Заключение

В работе представлен алгоритм расчета в рамках единого подхода спектра оптических мод и восстановления показателя преломления для различных типов волнопроводов, изготовленных из разнообразных материалов.

Показано, что такие параметры волнопроводов, как постоянные распространения β/k , показатель преломления n и эффективная толщина d могут быть определены с точностью $\sim 10^{-3}$.

Предложенный алгоритм и разработанные программы расчетов были использованы на кафедре «Физика и техника оптической связи» в качестве программного обеспечения для новой лабораторной работы по курсу «Оптические направляющие среды и пассивные компоненты волоконно-оптических линий связи». Кроме того, полученные результаты были использованы в научно-исследовательской работе по созданию управляющей интегрально-оптической схемы для волоконно-оптического гироскопа навигационной точности. Разработанный алгоритм также может найти применение в процессе синтеза волнопроводов с заданными свойствами для различных приборов интегральной оптики, особенно основанных на преобразовании оптических мод.

Литература

1. White J., Heidrich P. Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices: a simple analysis. // *Applied Optics*. 1976. Vol. 15. № 1, P. 151–155.
2. Savatinova I., Nadjakov E., Mashev L. Determination of refractive index profiles in diffused optical waveguides. // *Applied Physics by Springer-Verlag*. 1977. Vol. 12. P. 293–296.
3. Burke J. Propagation constants of resonant waves on homogeneous, isotropic slab waveguides. // *Applied Optics*. 1970. Vol. 9. № 11. P. 2444–2451.
4. Дикаев Ю., Копылов Ю., Котелянский И. Простой метод определения профилей диффузионных волноводов. // *Квантовая электроника*, 1981. Т. 8, № 2. С. 1981–1983.
5. Tien P., Riva-Sanseverino S., Martin R. Optical waveguide modes in single-crystalline $LiNbO_3 - LiTaO_3$ solid-solution films. // *Applied Physics Letters*. 1974. Vol. 24. № 10. P. 503–506.
6. Schiff L. *Quantum Mechanics*, New York, McGraw-Hill, 1955. P. 184–193.
7. Tien P., Ulrich R., Martin R. Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films. // *Applied Physics Letters*. 1969. Vol. 14. № 9. P. 291–294.
8. Hocker B., Burns W. Modes in diffused optical waveguides of arbitrary index profile. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1975. Vol. QE-10. P. 270–276.

ПЕРЕСЧЕТ КООРДИНАТ ЦВЕТНОСТИ ИЗ СИСТЕМЫ ЦВЕТОВ КОЛОРИМЕТРА В СИСТЕМУ XYZ

А.И. Стороженко

Научный руководитель – кандидат технических наук Э.В. Кувалдин
(ФГУП НПК «ГОИ им.С.И. Вавилова»)

В статье представляется алгоритм пересчета координат цвета и цветности из системы цветов произвольного колориметра к системе цветов XYZ, общепризнанной во всем мире и утвержденной соответствующими нормативными документами, а также приведены результаты проверки точности его работы.

Введение

Еще при изготовлении первых визуальных колориметров старались изготавливать светофильтры, спектры пропусканий которых подобны каким-либо общепризнанным кривым сложений. Цветные фильтры, спектры пропусканий которых подобны кривым сложения глаза RGB [1], изготовить относительно просто. Создание светофильтров, подобных кривым сложения XYZ [1], возможно, но решить эту задачу с требуемой погрешностью очень сложно. Стекол с требуемым спектральным составом не существует. Добиться достаточно близкого спектрального состава возможно, используя несколько различных цветных оптических стекол, но здесь необходимо помнить, что большая часть марок стекол варится в очень ограниченном количестве и стоимость их высока.

Вследствие вышеперечисленных сложностей большинство создаваемых колориметров измеряли координаты цвета и цветности либо в стандартизованной системе RGB, либо в некоторой системе, создаваемой на основе трех выбранных единичных цветов – красного, зеленого и синего (система цветов КЗС). Условием выбора основных цветов системы КЗС было подобие спектральных кривых светофильтров кривым сложений какой-либо стандартной системы цветов. Но некоторые приборы специально разрабатывались для обеспечения решения особых задач. В них спектральные коэффициенты пропусканий трех светофильтров полностью охватывают видимую область спектра, но не подобны каким-либо общепринятым кривым сложений (например, колориметр ФМ104М, изготовленный в ГОИ, с системой цветов Шкловера). При попытке провести прямые измерения на таком приборе координаты цвета и цветности испытуемого образца будут иметь значительную погрешность. Поэтому в методике измерений таких приборов существует дополнительный пункт – пересчет результатов измерений из системы цветов колориметра в стандартизованную систему XYZ по приводимым формулам. Известно, что такой метод раньше очень широко применялся, но ничего не говорится о том, какая погрешность измерений остается после его применения. Также нет сведений о границах применимости метода, т.е. насколько сильно спектры пропусканий светофильтров могут отличаться от кривых сложений системы цветов, в которую производится пересчет.

Человеку, работающему с прибором, неважно, как выводятся и откуда получаются формулы пересчета – ему необходимо, чтобы в результате пересчета получились координаты цвета и цветности в стандартизованной системе XYZ с допустимой погрешностью. Для разработчика колориметра обязательно требуется знать, как выводятся формулы пересчета и какая погрешность измерений будет после их применения.

Метод пересчета из системы цветов колориметра в систему XYZ

Для большей наглядности возьмем визуальный колориметр, измеряющий в классической системе цветов RGB, и произведем пересчет координат цвета и цветности из этой системы цветов в международную систему цветов XYZ.

Для пересчета цвета образца, измеренного на визуальном колориметре, необходимо откалибровать прибор по трем градуировочным светофильтрам и вывести формулы пересчета. В качестве градуировочных используют три образцовых цветных светофильтра с большими значениями чистоты цветов и цветовыми тонами, соответствующими красной, зеленой и синей области спектра. Пример выбора демонстрируется на рисунке.

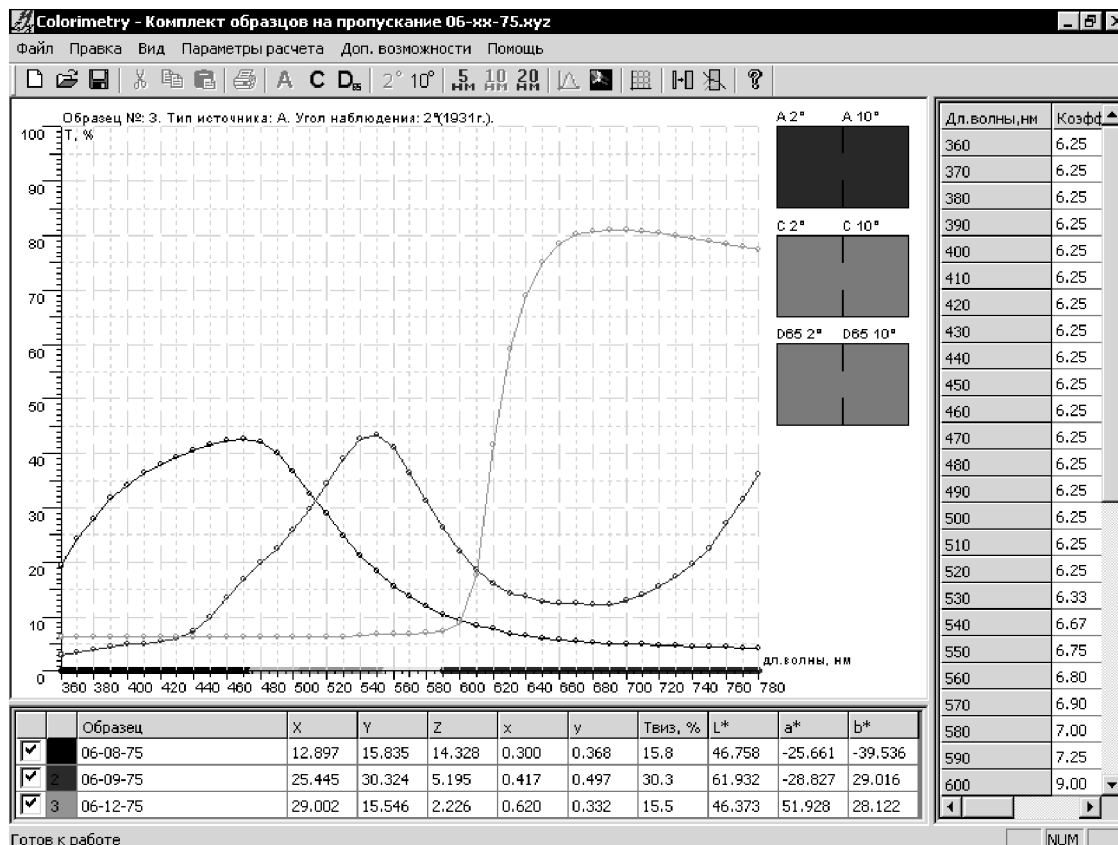


Рис. Программа для расчета координат цвета и цветности

Спектры пропусканий образцовых светофильтров $K_\lambda, Z_\lambda, C_\lambda$ приводятся в метрологическом свидетельстве для диапазона длин волн 360–780 нм. По этим данным рассчитываются координаты цвета и цветности при каком-либо стандартизованном источнике [2] и при угловом размере поля зрения 2° [1, 3] или 10° [3]. Определив все необходимые параметры измерений, необходимо рассчитать три тройки координат цветности градуировочных фильтров в системе XYZ, которые представим в виде

$$M_{XYZ} = \begin{bmatrix} x_K & y_K & z_K \\ x_Z & y_Z & z_Z \\ x_C & y_C & z_C \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Далее эти же три цветных светофильтра необходимо измерить на колориметре и по полученным координатам цветов рассчитать координаты цветности (r, g, b) , которые сведем в одну матрицу:

$$M_{RGB} = \begin{bmatrix} r_K & g_K & b_K \\ r_Z & g_Z & b_Z \\ r_C & g_C & b_C \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Из полученных матриц (1, 2) координат цветности в разных системах цветов рассчитывается 9 коэффициентов [4]:

$$\begin{aligned}
 a_K &= \frac{\det \begin{bmatrix} x_K & g_K & b_K \\ x_3 & g_3 & b_3 \\ x_C & g_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & b_K &= \frac{\det \begin{bmatrix} y_K & g_K & b_K \\ y_3 & g_3 & b_3 \\ y_C & g_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & c_K &= \frac{\det \begin{bmatrix} z_K & g_K & b_K \\ z_3 & g_3 & b_3 \\ z_C & g_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, \\
 a_3 &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & x_K & b_K \\ r_3 & x_3 & b_3 \\ r_C & x_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & b_3 &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & y_K & b_K \\ r_3 & y_3 & b_3 \\ r_C & y_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & c_3 &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & z_K & b_K \\ r_3 & z_3 & b_3 \\ r_C & z_C & b_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, \\
 a_C &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & g_K & x_K \\ r_3 & g_3 & x_3 \\ r_C & g_C & x_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & b_C &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & g_K & y_K \\ r_3 & g_3 & y_3 \\ r_C & g_C & y_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}, & c_C &= \frac{\det \begin{bmatrix} r_K & g_K & z_K \\ r_3 & g_3 & z_3 \\ r_C & g_C & z_C \end{bmatrix}}{\det M_{RGB}}.
 \end{aligned}$$

Тогда пересчет значений координат цвета, измеренных на колориметре в системе RGB, в координаты цветов в системе XYZ выглядит следующим образом [4]:

$$\begin{cases} X = a_K \cdot R + a_3 \cdot G + a_C \cdot B \\ Y = b_K \cdot R + b_3 \cdot G + b_C \cdot B \\ Z = c_K \cdot R + c_3 \cdot G + c_C \cdot B \end{cases} \quad (3)$$

И, соответственно, координаты цветности определяются из нормировки $x + y + z = 1$

$$\begin{cases} x = \frac{X}{X + Y + Z} \\ y = \frac{Y}{X + Y + Z} \\ z = \frac{Z}{X + Y + Z} \end{cases}$$

Представленный выше метод пересчета в колориметрии известен как способ градуировки колориметра по трем цветностям [5].

Исходя из того, что этот способ применялся для расчета координат цвета и цветности для колориметров с различными цветовыми схемами, таких как фотометр ФМ-18а (колориметр Демкиной), ФМ104М и др., можно предположить, что представленный выше алгоритм пересчета работоспособен для множества различных цветовых систем. Также можно предположить, что, разработав собственную произвольную систему цветов и используя такой алгоритм пересчета, можно получить координаты цвета и цветности в стандартизованной системе, например XYZ, с допустимой погрешностью.

Исследование погрешности метода пересчета

Для колориметров с различными цветовыми схемами и последующим пересчетом неизвестно, что вносит основной вклад в результирующую погрешность – ошибки, возникающие в измерениях, или метод пересчета.

Теоретическую оценку возможной погрешности метода пересчета можно провести в следующей последовательности:

1. В соответствии с требованиями стандартов [1, 3] рассчитываются координаты цвета и цветности светофильтра в цветовой схеме XYZ по известному спектру пропускания τ_λ при определенном поле зрения x_λ и выбранном стандартизованном источнике излучения s_λ :

$$\begin{cases} X = \sum_{360}^{780} (x_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot s_\lambda) \\ Y = \sum_{360}^{780} (y_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot s_\lambda) \\ Z = \sum_{360}^{780} (z_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot s_\lambda) \end{cases}, \begin{cases} x = \frac{X}{X+Y+Z} \\ y = \frac{Y}{X+Y+Z} \\ z = \frac{Z}{X+Y+Z} \end{cases}.$$

Для примера выберем три произвольных образца красного, зеленого и синего цветов, используемых для градуировки колориметра. Рассчитаем координаты цвета и цветности для этих образцов (табл. 1).

Образец	X_A	Y_A	x_A	y_A
06-12-75	28.997	15.544	0.620	0.332
06-09-75	25.446	30.324	0.417	0.497
06-08-75	12.895	15.835	0.300	0.368

Таблица 1. Координаты цвета и цветности при угловом размере поля зрения 2° , тип источника излучения – А

2. Аналогично можно рассчитать координаты цвета и цветности тех же светофильтров для другого поля зрения и (или) другого источника излучения, например: поле зрения 10° и источник излучения Д65 (табл. 2).

Образец	X_{D65}	Y_{D65}	x_{D65}	y_{D65}
06-12-75	16.857	11.224	0.485	0.323
06-09-75	22.731	31.013	0.341	0.466
06-08-75	16.492	20.665	0.204	0.256

Таблица 2. Координаты цвета и цветности при угловом размере поля зрения 10° , тип источника излучения – Д65

3. По вышеприведенному методу пересчета координат цвета и цветности выводятся формулы пересчета (3) из системы XYZ при поле зрения и источнике излучения, предложенному в п. 1, в систему XYZ при поле зрения и источнике излучения, выбранным в п. 2:

$$\begin{cases} X_{D65} = 0.337553 \cdot X_A + 0.396174 \cdot X_A + 0.409673 \cdot X_A, \\ Y_{D65} = -0.28265 \cdot Y_A + 1.195563 \cdot Y_A + 0.37559 \cdot Y_A, \\ Z_{D65} = 0.095183 \cdot Z_A - 0.20196 \cdot Z_A + 3.187299 \cdot Z_A. \end{cases} \quad (4)$$

4. Если теперь взять произвольный образец 06-13-75 с известной спектральной кривой, то можно рассчитать его координаты цвета и цветности по соответствующим стандартам [1, 3] в 2-х случаях: при источнике излучения А, угловой размер поля зрения 2° (строка 1, табл. 3) и при источнике Д65, угловой размер поля зрения 10° (строка 2, табл. 3). Считая, что результаты расчета при источнике А уже даны, производим пересчет в другую систему цветов (строка 3, табл. 3), используя полученные формулы пересчета (4). Абсолютная погрешность определяется как разность 2-ой и 3-ей строк (строка 4, табл. 3).

Образец	X	Y	Z	X	y	z
06-13-75 ист.А 2°	10.305	8.526	4.470	0.442	0.366	0.192
06-13-75 ист.Д65 10°	9.570	8.505	15.455	0.285	0.254	0.461
06-13-75 расчит.Д65 10°	8.688	8.959	13.506	0.279	0.287	0.434
Абс. погрешность	0.882	-0.454	1.949	0.006	-0.033	0.027

Таблица 3. Результаты пересчета из одной системы цветов в другую

Из табл. 3 видно: наибольшая абсолютная погрешность при пересчете координаты цвета Z составляет 1.95, что является недопустимо большим значением [6]; абсолютная погрешность координат цветности все же остается в допустимых для рабочего средства измерения пределах 0.03.

Результаты пересчета показывают, что метод работает с некоторой погрешностью. Несложно показать, что выбор градуировочных светофильтров влияет на погрешность при пересчете других цветов, и при более детальном исследовании можно численно показать зависимость влияния погрешности от выбора светофильтров. В рассмотренном здесь случае отклонение координат цвета и цветности было получено для случайно выбранных образцов, и другой, более оптимальный выбор градуировочных светофильтров может дать меньшую погрешность. Для лучшего описания возможности применения алгоритма пересчета необходимо провести дополнительный анализ критериев выбора градуировочных образцов.

Заключение

Теоретическая проверка метода пересчета от системы цветов колориметра в систему XYZ показывает, что данный алгоритм может быть применен для снижения погрешности измерений при изготовлении колориметра, в котором кривые сложения неточно соответствуют или даже значительно отличаются от стандартизованной системы. Колориметр, калиброванный таким способом и измеряющий только координаты цветности, может использоваться в качестве рабочего средства измерения, а при оптимальном выборе градуировочных фильтров прибор может также измерять и координаты цвета.

Литература

1. ГОСТ 13088-67. Колориметрия. Термины, буквенные обозначения.
2. ГОСТ 7721-89. Источники света для измерений цвета. Типы. Технические требования. Маркировка.
3. CIE Publication 15:2004 «Colorimetry».
4. Луизов А.В. Цвет и свет. Л, Энергоатомиздат, 1989, 256 с.
5. Юстова Е.Н. Цветовые измерения (Колориметрия). СПб: Издательство СПбГУ, 2000. 399 с.
6. ГОСТ 8.205-90. Государственная поверочная схема для средств измерений координат цвета и координат цветности.

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

А.В. Ландорф, Д.В. Соловьев, В.Н. Фролков

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Ю.А. Гатчин

Описаны экспериментальные установки для исследования передаточных характеристик волоконных световодов, проанализирована дисперсия импульсов.

Введение

Технология оптоволоконных сред передачи является новой, быстро развивающейся и перспективной, а измерения в этой области – наиболее важными. Актуальность работы обусловлена тем, что современный этап развития общества характеризуется интенсивным внедрением микроэлектроники практически во все сферы человеческой деятельности, таких как вычислительная техника, телевидение, связь и т.д. и т.п.

Дисперсия является одной из самых важных характеристик волоконных световодов. Чтобы охарактеризовать световод более полно, желательно, во-первых, получить значение дисперсии в условиях предполагаемого использования волоконного световода, чтобы иметь возможность приступить к разработке системы; во-вторых, получить полное представление о распространении импульса света в световоде. Однако в случае многомодовых световодов со слабым смешением мод упражнение вообще имеет довольно ограниченную ценность, поскольку изменение условий возбуждения, скрутка или натяжение волоконного световода будут изменять результат [1].

Типы дисперсии

Дисперсия возникает по двум причинам:

- некогерентность источников излучения и появление спектра $\Delta\lambda$;
- существование большого количества мод N .

Дисперсия, вызванная первой причиной, называется хроматической (частотной). Она, в свою очередь, делится на материальную дисперсию и волноводную (внутримодовую). *Волноводная дисперсия* обусловлена процессами внутри моды. Она характеризуется зависимостью коэффициента распространения моды от длины волны:

$$\gamma = \psi_1(\lambda). \quad (1)$$

Материальная дисперсия обусловлена зависимостью показателя преломления от длины волны:

$$n = \psi_2(\lambda). \quad (2)$$

Модовая дисперсия обусловлена наличием большого количества мод, время распространения которых различно:

$$t = \psi_3(N). \quad (3)$$

Дисперсионные свойства тракта передачи зависят также от источника излучения. При лазерных источниках благодаря узкой полосе излучаемых частот дисперсия сказывается мало. В некогерентных передатчиках – излучающих светодиодах полоса излучения существенно шире, и дисперсия проявится довольно значительно [2].

Для изучения дисперсии импульсов в волоконных световодах разработано несколько различных методов. Рассмотрим преимущества и недостатки каждого из них.

Импульсный метод измерения дисперсии

Для изучения дисперсии импульсов в волоконных световодах разработано несколько различных методов. Наиболее прямой состоит в том, что в световод вводят ко-

роткий импульс света, регистрируют во времени мощность, излучаемую из дальнего конца световода, и непосредственно получают уширение или искажение импульса. Таким образом, чтобы точно измерить уширение импульса, оно должно быть порядка 0,5–1 пс, и в случае малой дисперсии исследуемый световод должен иметь значительную длину [5].

Наиболее просто сравнение провести для гауссовой формы лазерного импульса:

$$P_{\text{вых}}(t) = P_{\text{вх}} \exp[-t^2/(2\delta_0^2)], \quad (4)$$

где $2\delta_0^2$ – полная средняя квадратическая ширина входного импульса.

Если использовать в качестве источника света тонкопленочный лазер, изготовленный из пленки InGaAsP толщиной 1 мкм, размещенной между многослойными диэлектрическими зеркалами в виде единой структуры, можно создать высокоскоростную систему измерения дисперсии одномодовых световодов малой (30 м) длины с полосой 8,5 ГГц. Схема установки, использованная в [7], показана на рис. 1. Лазер возбуждался импульсом света от лазера на гранате с неодимом с синхронизацией мод, работающего в режиме модуляции добротности. Для облегчения теплового режима полупроводникового лазера с помощью управляемого электрооптического затвора обеспечивалось выделение одного импульса из цуга импульсов, генерируемых лазером накачки.

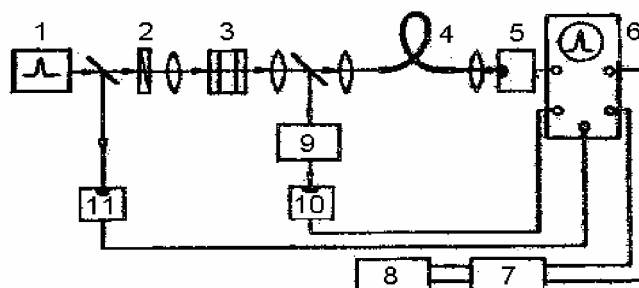


Рис. 1. Схема измерительной установки с тонкопленочным полупроводниковым лазером [7]: 1 – схема выделения оптического импульса; 2 – ослабитель; 3 – пленка InGaAsP; 4 – волоконный световод; 5, 10, 11 – фотоприемники; 6 – осциллограф; 7 – аналого-цифровой преобразователь; 8 – ЭВМ; 9 – монохроматор

Выделенные импульсы имели амплитуду 1 кВт, длительность порядка 100 пс и частоту повторения 1 кГц. Длительность импульса тонкопленочного лазера при малых уровнях накачки (10–30 Вт) оказалась меньше, чем разрешающая способность установки (< 10 пс), что связано с малой инерционностью установления поля в ультракоротком резонаторе (< 1 пс). Перестройка длины волны в широких пределах (170 нм) осуществлялась путем изменения длины резонатора, при этом соседние резонансы не попадали в пределы линии усиления, поскольку расстояние в длинах волн между соседними резонансами равно

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / 2nL_p, \quad (5)$$

где n – показатель преломления материала, L_p – длина резонатора.

Использование лазера на гранате с неодимом с модулированной добротностью ($\lambda = 10,6$ мкм) мощностью 10 кВт для накачки волоконного комбинационного лазера ($L = 100$ м) позволяет получить достаточную пиковую мощность для исследования дисперсии световодов в широкой области длин волн от 1,1 до 1,7 мкм [8]. Схема установки, используемая для прямых измерений дисперсии одномодовых волоконных световодов малой длины, показана на рис. 2. Она собрана на базе параметрического генератора света с синхронной накачкой цугами сверхкоротких импульсов излучения второй гармоники непрерывно накачиваемого лазера на гранате с неодимом, работающего в режиме модуляции добротности и активной синхронизации мод.

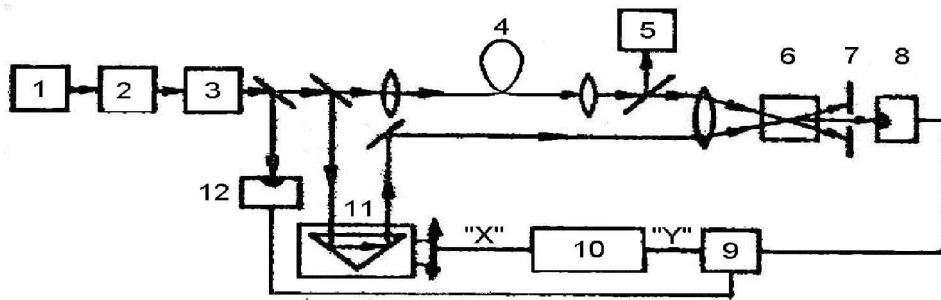


Рис. 2. Схема установки для измерения дисперсии одномодовых волоконных световодов импульсным методом [8]: 1 – АИГ: Nd-лазер; 2 – генератор второй гармоники; 3 – параметрический генератор света; 4 – волоконный световод; 5 – монохроматор МДР-23; 6 – кристалл LiTaO₃; 7 – диафрагма; 8 – ФЭУ; 9 – стробирующий интегратор PAR-162; 10 – самописец; 11 – призма переменной линии задержки; 12 – фотоприемник типа ЛФД-2

Существует еще один тип установок контроля дисперсии волоконных световодов, использующих излучение газоразрядных лазеров. Чрезвычайно высокая монохроматичность и стабильность параметров излучения, малая расходимость и одномодовый характер излучения делают эти лазеры перспективными для измерений одномодовых и маломодовых волоконных световодов, а также при изучении дисперсионных свойств отдельных мод в многомодовых световодах.

В нашей стране разработан источник импульсного излучения на базе гелий-неонового лазера ($\lambda = 1,15$ мкм) с вынужденной синхронизацией мод [9]. Схема установки показана на рис. 3. Параметры лазера: длительность импульсов 0,5 нс, частота повторения 83,6 МГц, амплитуда 40 мВт, расходимость лазерного пучка 5'.

Экспериментально показана возможность анализа широкого класса волоконных световодов, имеющих полосу пропускания вплоть до 2 ГГц и вполне удовлетворяющих практические нужды на сегодняшний день.

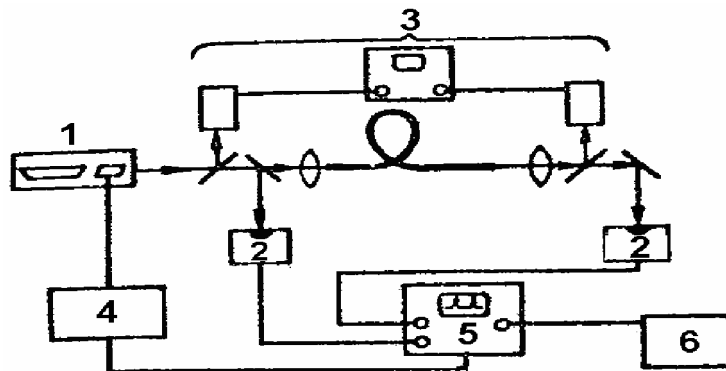


Рис. 3. Схема экспериментальной установки измерения дисперсии многомодовых волоконных световодов на основе He-Ne -лазера (1,15 мкм) с синхронизацией продольных мод [9]: 1 – лазер с внутренним акустооптическим модулятором; 2 – фотоприемник типа ЛФД-2; 3 – телевизионная установка типа МТУ-1; 4 – генератор радиодиапазона; 5 – стробоскопический осциллограф; 6 – графопостроитель Н-306

Возможно также расширение диапазона генерируемых лазером длин волн в пределах 1,08–1,52 мкм за счет последовательного возбуждения линий $2\delta - 2p$ неона в дисперсионном резонаторе, поскольку условия возбуждения для девяти линий из указанного диапазона, включая и линию $2\delta_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,15$ мкм), близки друг к другу.

Частотный метод измерения дисперсии

В отличие от импульсного, частотный метод не требует сложной математической обработки, которая вносит дополнительные погрешности в конечный результат. Однако в практической реализации он сложнее, поскольку оказываются необходимыми измерения глубины модуляции интенсивности излучения и соответствующего сдвига фаз в широком диапазоне изменения частоты модуляции [6]. Комплексная передаточная функция волоконного световода $G(\omega)$ может быть представлена в виде

$$G(\omega) = |G(\omega)|\exp[j\varphi(\omega)], \quad (6)$$

где $\varphi(\omega)$ – фазовый угол, который обычно изменяется в пределах 2π на длине 1 км. Если измерение модуля передаточной функции не представляет принципиальных сложностей, то измерение этого фазового угла, его зависимости от частоты модуляции является непростой задачей, поскольку он должен быть измерен на фоне большого фазового угла, линейно зависящего от временной задержки или длины световода: $\omega t_0 = \omega nL/c$. Для $L = 1$ км, $n = 1,5$ при изменении частоты от 0 до 1 ГГц значение ω возрастает от 0 до $2\pi \cdot 5000$ рад. По этой причине, а также в связи с необходимостью обеспечения модуляции интенсивности в широкой полосе (вплоть до 1–10 ГГц) частотный метод пока не находит широкого распространения. Поскольку одномодовые световоды являются системами, для которых амплитудные и фазовые характеристики связаны преобразованием Гильберта (при условии, что обратная ширина полосы световода много больше времени когерентности источника света и максимальная частота модуляции много меньше, чем частота оптической несущей), то измерение одной из них позволяет расчетным путем получить другую. В экспериментальном плане линейный фазовый набег можно компенсировать путем включения в схему опорного одномодового световода одинаковой длины с исследуемым многомодовым [3].

Механические характеристики волоконного световода

Для оценки механической надежности волоконного световода необходима информация о дефектности образца и о параметрах деградации, определяющих скорости роста дефектов. Теоретической основой испытаний служит феноменологическая теория деградации прочности хрупких тел.

Согласно этой теории, скорость медленного роста трещины, характеризуемой глубиной a и геометрическим параметром Y ($Y \ll 1$), растягиваемой напряжением σ , описывается выражением

$$da / dt = A \cdot K_1^n, \quad (7)$$

где

$$K_1 = \sigma \cdot Y \cdot a^{1/2}, \quad (8)$$

A и n – параметры деградации, зависящие только от материала образца и среды испытания. Условием разрушения считается достижение факторам интенсивности K_1 для наибольшей трещины критического значения K_{1c} , являющегося константой материала (для кварца $K_{1c} = 0,789 \text{ Нм}^{-3/2}$). Увеличение размера трещины, растягиваемой напряжением σ в течение времени t , описывается уравнением

$$(S_{11}^{n-2} - S_{1f}^{n-2}) \cdot B = \int_0^t \sigma^n(t) \cdot dt, \quad (9)$$

где

$$2 / B = A \cdot Y^2 \cdot (n - 2) K_{1c}^{n-2}, \quad (10)$$

$$S_1 = K_{1c} \cdot Y^{-1} \cdot a^{-1/2} \quad (11)$$

– инертная прочность, S_{11} , S_{1f} – начальное и конечное значение S_1 [4].

Методы измерения затухания

В волоконно-оптических кабелях, по-видимому, неизбежно будут появляться обрывы после или во время его прокладки, могут также возникать другие дефекты, например соединения с высокими потерями. [5].

В методе (рис. 4) используется простая система обнаружения эхо-импульсов. Короткий мощный импульс излучения лазера из GaAs вводится в световод, а отраженный сигнал после делителя пучка регистрируется лавинным фотодиодом и стробирующим осциллографом. Регистрируется также интенсивный импульс от входного торца световода.

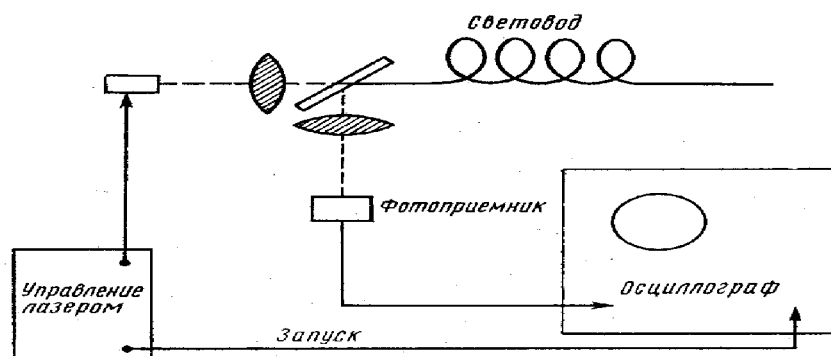


Рис. 4. Схема установки для обнаружения обрывов световода импульсным эхо-локатором

В первом приближении, если показатель преломления сердцевины равен n_1 , а скорость света – c/n_1 , то дефект, удаленный на расстояние L , будет зарегистрирован через время задержки $2Ln_1/c$ секунд.

Параметром ОВ, определяющим его пропускную способность и область применения, является полоса пропускания, которая связана с дисперсией. При этом, если для многомодовых ОВ полоса пропускания может определяться по частной и импульсной характеристике передачи, в одномодовых ОВ она определяется на основе измерений дисперсии. Ниже рассмотрим измерение полосы пропускания многомодовых ОВ частотным и импульсным методами [7].

В частотном методе полосу пропускания ОВ получают путем прямого измерения амплитудного значения мощности оптического сигнала на выходе волокна в зависимости от частоты излучения.

В импульсном методе полосу пропускания ОВ определяют путем сравнения входного и выходного импульсов испытуемого ОВ, для чего выполняют последовательную регистрацию импульса оптического излучения на выходе ОВ и на выходе его короткого отрезка, полученного при обрыве кабеля со стороны входа, принимая форму последнего за форму входного импульса.

Измерение полосы пропускания импульсным методом

При измерении полосы пропускания важным фактором, определяющим точность измерений, является способ ввода излучения в ОВ, который должен обеспечивать либо полное возбуждение волокна, либо ограниченное возбуждение с использованием фильтра мод. Измерения проводятся согласно схеме на рис. 5 в следующей последовательности:

- осуществляется центровка ввода–вывода;
- проводится регистрация импульса на выходе волокна;

- волокно обрывается на расстоянии около 2 м от источника излучения;
- выходной конец волокна центруется, и регистрация импульса на его выходе повторяется вновь [9].



Рис. 5. Измерение полосы пропускания импульсным методом

Если импульсы на входе и выходе ОВ имеют гауссовскую форму, то полосу пропускания определяют на основании измерения длительности импульсов согласно выражению

$$\Delta f_L = 440 / \sqrt{\tau_{\text{вых}}^2 - \tau_{\text{вх}}^2}, \quad (12)$$

где $\tau_{\text{вх}}$ и $\tau_{\text{вых}}$ – длительности импульса на входе и выходе ОВ на уровне половинной амплитуды.

Измерение полосы пропускания частотным методом

Измерение полосы пропускания частотным методом осуществляют на основе схемы на рис. 6, используя АМ генератор оптического излучения и измеритель оптической мощности. Частотные характеристики источника и приемника излучения при этом должны быть согласованы.



Рис. 6. Измерение полосы пропускания частотным методом

Процедура измерений включает пошаговое измерение частоты модулирующего сигнала с соответствующим измерением уровня выходного сигнала. В результате получаем зависимость мощности на выходе ОВ от частоты модуляции. Коэффициент широкополосности рассчитывается по формуле

$$\Delta f = \Delta f_L / L^g, \quad (13)$$

где Δf_L – максимально значение частоты в МГц на уровне -3 дБ по мощности; L – длина волокна, км; g – эмпирический коэффициент, значение которого лежит в пределах $0,5 < g < 1,0$.

Заключение

Разработанные методы и автоматизированная аппаратура могут быть использованы предприятиями оптического направления, а также в различных областях науки и практики для расширения возможностей оптико-физических исследований, контроля и измерений. Из сравнения представленных выше методов можно сделать вывод, что при

измерении полосы пропускания более простым и быстрым является импульсный метод, хотя более надежным и достоверным нужно считать частотный метод.

Литература

- 1 Мидвинтер Дж. Э. Волоконные световоды для передачи информации. М.: Радио и связь, 1983. С. 189–203.
- 2 Гроднев И.И. и др. Оптические кабели: конструкции, характеристики, производство и применение. М., 1991. С. 53–57.
- 3 Тучкин В.В. Методы измерения параметров волоконных световодов. // Обзоры по электронной технике. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1987. В. 1(1248). С. 10–36.
- 4 Александров И.В., Жаботинский М.Е., Фельд С.Я., Шушпанов О.Е. Оптимизация барабанных зажимов при статических и динамических испытаниях волоконных световодов. М., 1989. С. 3–5.
- 5 Бабкина Т.В., Григорянц В.В. Смирнов В.Б. Методы измерения и расчет дисперсионных свойств многомодовых волоконных световодов. // Квантовая электроника. 1984. Т.11. №10. С. 1899–1939.
- 6 Stone J., Cohen L.G. Tunable InGaAsP Lasers for Spectral Measurement of High Bandwidth Fibers. // IEEE Trans. MTT. 1982. Vol. 30. №4. P.357–359.
- 7 Дианов Е.М., Карасик А.Я., Мамышев В.П. Прямые измерения дисперсии одномодовых волоконных световодов в области 1,15–1,4 мкм. // Квантовая электроника. 1984. Т. 10. №9. С. 518–521.
- 8 Лобачев М.И., Мельников Л.А., Рабинович Э.М., Синичкин Ю.П., Тучин В.В. Стохастические явления в газовом лазере с активной синхронизацией мод. / Всесоюзная конференция по когерентной и нелинейной оптике. М, 1985. С. 306–307.
- 9 Costa B., Cordo B. Fiber Characterization. / Optical Fibre Communication. 1980. Part.1. Ch. 3. P.145–307.

ОПТИЧЕСКИЙ РЕФЛЕКТОМЕТР КАК УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

А.В. Ландорф, Д.В. Соловьев, В.Н. Фролков

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Ю.А. Гатчин

Данная статья – краткий обзор оборудования, обычно используемого в полевых условиях для прокладки, проверки и эксплуатации волоконно-оптических систем, в частности, к такому оборудованию относится оптический рефлектометр. Здесь обсуждаются методы измерения затухания в волокне и потерь, связанных с включением в систему соединителей.

Введение

Развитие телекоммуникационных технологий, использующих оптические волокна в качестве среды передачи информации, заставляет уделять очень серьезное внимание выбору средств измерений и контроля линий связи.

Оптический рефлектометр

Оптический рефлектометр измеряет временные характеристики оптических сигналов в волокне (измерения затухания в волоконных световодах и их соединениях, длины волоконных световодов или волоконно-оптических линий и расстояния до любого их участка) [12].

Ниже приводится краткий обзор параметров оптических рефлектометров.

1. Диапазон длин волн:

- для многомодовых волокон – 0,85 и 1,3 мкм;
- для одномодовых волокон – 1,31 и 1,55 мкм;
- для контроля работающих линий – 1,625 мкм.

2. Динамический диапазон – одна из наиболее важных характеристик рефлектометра, определяющая максимальную длину оптического волокна, которая может быть исследована. Существует несколько методов определения динамического диапазона, но практически все компании, производящие рефлектометры, приводят значение RMS (Root Mean Square) динамического диапазона, также называемого динамическим диапазоном.

3. Разрешающая способность («мертвая зона») по расстоянию – возможность различить две неоднородности, находящиеся рядом на минимальном расстоянии.

4. Разрешающая способность («мертвая зона») по затуханию – возможность измерить минимальные потери между двумя точками линии.

5. Сервисные параметры – эргономические и массогабаритные характеристики приборов, которые являются не менее важными параметрами, влияющими на выбор средства измерения [13].

К классическим возможностям рефлектометра относятся:

- определение местоположения аномалий, вызванных подключениями к проводке или закладками;
- обнаружение местоположения некачественных сращиваний;
- обнаружение местоположения неизвестных сращиваний;
- определение составляющих входного сопротивления;
- нахождение мест, где в кабеле содержится вода или влага;
- помощь в измерениях и проверки новых или частично использованных катушек с кабелем;
- нахождение смятых, продавленных или образующих узлы кабелей;
- нахождение обрывов или коротких замыканий в кабеле;

- нахождение мест расположения прожженных отверстий в кабеле;
 - измерение децибел обратных потерь (dBRL) при повреждениях;
 - выявление мест повреждений, сделанных строительными компаниями;
 - документирование параметров при целостности кабеля;
 - документирование карты кабельной сети;
 - выявление проблем, вызывающих чрезмерные потери ВЧ мощности или потери в сети электропитания переменного тока;
 - документирование прокладки кабеля до приемки его у подрядчика
- и т.д.

Для выполнения перечисленных работ может использоваться любой рефлектометр. Однако точность результатов, достоверность выводов и затраченное на диагностику время в существенной степени зависят от набора дополнительных функций, большая часть которых появилась недавно, и качества их реализации [6].

Рефлектометры используются при производстве оптического волокна (ОВ) и оптических кабелей, а также при монтаже и эксплуатации волоконно-оптических линий связи, могут работать в лабораторных и полевых условиях.

На рис. 1 показана упрощенная блок-схема устройства OTDR. К его основным компонентам относятся источник света, разделитель световых пучков, фотодетектор и осциллограф. Короткий, достаточно интенсивный пучок света инжектируется через разделитель пучков в волокно. Свет по мере распространения по волокну рассеивается назад. Разделитель направляет этот световой сигнал на фотодетектор. Усиленный выходной сигнал из фотодетектора подается на вертикальную развертку осциллографа. Из-за незначительной мощности детектора с помощью электронных устройств OTDR производятся повторные измерения; SNR определяется на основе усреднения полученных данных, затем результат высвечивается на дисплее.

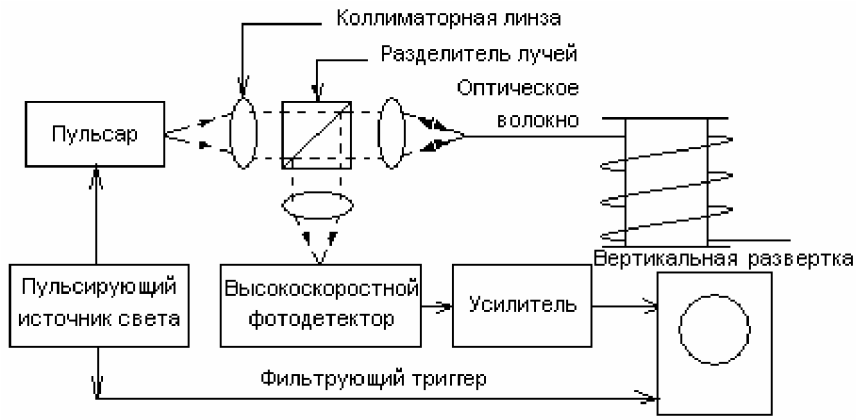


Рис. 1. Блок-схема оптического рефлектометра (OTDR), рисунок предоставлен Photodyne

На экране дисплея OTDR показывается вертикальная развертка сигнала в зависимости от его мощности и горизонтальная временная развертка. Затухание в волокне определяется кривой амплитуды сигнала, спадающей слева (от входного конца волокна) направо (до выходного конца волокна). Оба сигнала, входной и рассеянный назад, затухают с расстоянием, при этом сигнал со временем уменьшается [3].

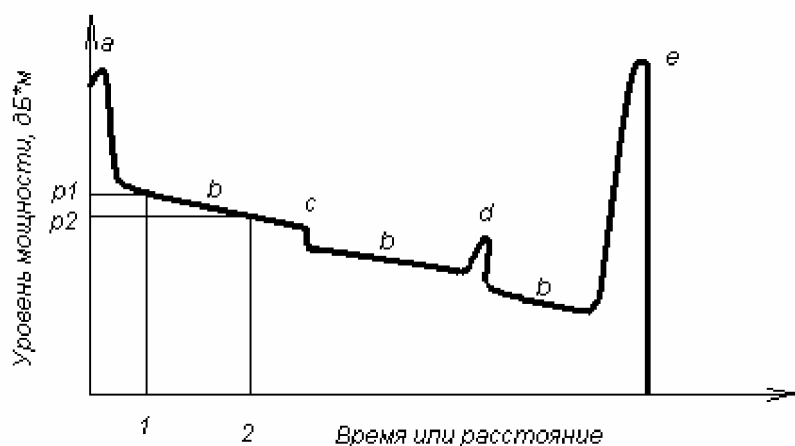


Рис. 2. Типичная рефлектограмма импульсного оптического рефлектометра

Соединитель или концевой скол волокна, равно как любое несовершенство волокна, проявляются в виде увеличения амплитуды сигнала на дисплее, при этом вклад эффекта френелевского отражения в рассеянный назад сигнал значительно по сравнению с вкладом релеевского рассеяния. Качество выполненного соединения может быть оценено по амплитуде рассеянного назад сигнала: большее рассеяние означает более высокие потери на соединении. Включение соединителя обуславливает как появление некоторого дополнительного рассеянного сигнала, так и спад мощности из-за дополнительных потерь. Величина вносимых соединителем потерь определяет его качество [9].

На рис. 2. приведена типичная рефлектограмма сигнала обратного рассеяния линейного тракта ВОСП. На ней можно выделить однородные участки **b**, которые обусловлены уменьшением уровня мощности за счет затухания в ОВ. Эти участки имеют наклон, определяющий коэффициент затухания. Кроме того, на рефлектограмме имеются некоторые особенности, обусловленные различными неоднородностями линейного тракта. Начальный выброс сигнала **a** вызван отражением от входного торца ОВ. Неразъемные соединители, от которых практически нет отражения, отображаются на рефлектограмме скачком затухания **c**. Выброс сигнала с перепадом затухания **d** возникает при наличии в линейном тракте разъемных соединителей, а также при наличии в ОВ дефектов (микротрещины, изменения показателя преломления, инородные включения и т.д.). Конец линейного тракта или место повреждения определяют по наличию отражения от выходного торца **e** и следующего за ним участка с резкими случайными перепадами уровня мощности, которые обусловлены шумами фотодетектора и усилителя [1,2].

Блок управления обеспечивает согласованную работу лазера и устройства отображения. Это, в частности, позволяет наблюдать рефлектограмму обратного рассеяния полностью или по частям.

По рефлектограмме можно определить;

- общее затухание линейного тракта или его участков и распределение затухания по длине,
- расположение неразъемных и разъемных соединителей и вносимые потери в них,
- длину линейного тракта или его участков и место повреждения ОВ.

Использование оптического рефлектометра для коротких ВОСП ограничивается наличием так называемой мертвой зоны, которая вызывается отражением от входного торца ОВ. В пределах мертвой зоны невозможно обнаружить неоднородности ли-

нейного тракта и измерить затухание. Размер мертвой зоны зависит от длительности импульса лазера, используемого в рефлектометре. При длительности импульса порядка 10–20 нс она составляет приблизительно 5 м. Можно исключить влияние мертвой зоны, если перед измеряемым ОВ включить достаточно длинный поводок.

Измерение затухания с помощью оптического рефлектометра основано на том, что каждая точка однородного участка ОВ дает один и тот же уровень мощности обратного рассеяния. Уменьшение на рефлектограмме уровня оптической мощности с увеличением расстояния (времени) вызвано общим затуханием, а не только рассеянием. Затухание сигнала между точками 1 и 2 (см. рис.2) равно половине разности соответствующих уровней мощности $0,5 \cdot (p_1 - p_2)$. Множитель 0,5 вводится потому, что оптическое излучение дважды проходит путь между точками 1 и 2. Однако, как правило, в современных оптических рефлектометрах масштаб вертикальной оси выбирается таким, чтобы этот множитель можно было не учитывать.

Таким образом, коэффициент затухания ОВ между точками 1 и 2 определяется по формуле

$$\alpha = \frac{P_1 - P_2}{l_1 - l_2} = \frac{P_1 - P_2}{v(t_2 - t_1)}, \text{ дБ/км} \quad (1)$$

Вид формулы (1) определяется градуировкой горизонтальной оси. Скорость распространения сигналов в ОВ определяется через скорость света в вакууме и эквивалентный показатель преломления $n_0 = c/n$. Последний зависит от структурных параметров ОВ и длины волны излучения.

Выбор точек 1 и 2 осуществляется с помощью двух курсоров на экране, Если точки лежат на однородном участке ОВ, то формула (1) определяет коэффициент затухания ОВ, в остальных случаях определяется средний коэффициент затухания участка. Коэффициент затухания можно определить точнее, если измерить затухания с двух концов и рассчитать его как среднее значение двух результатов измерений. (Попутно отметим, что измерение с разных концов позволяет исключить влияние мертвой зоны).

Для определения вносимых потерь в неразъемных и разъемных соединителях измерения также следует проводить с обоих концов линейного тракта или его участка. Вносимые потери определяют по рефлектограмме как скачок затухания в месте расположения соединителей. Особенность рефлектограммы разъемного соединителя – наличие в месте соединения выброса сигнала, При измерении вносимого затухания этот выброс не учитывается.

Измерение расстояния вдоль линейного тракта или место повреждения (обрыва) ОВ осуществляется с помощью одного или двух курсоров, которые отмечают соответствующие точки на рефлектограмме. Расстояние, которое необходимо найти, определяют по формуле

$$L = l_2 - l_1 = v(t_2) - t_1 = \frac{c(t_2 - t_1)}{n}. \quad (2)$$

Возможности измерений по методу обратного рассеяния определяются параметрами передачи ОВ и величиной динамического диапазона оптического рефлектометра. Современные серийные отечественные и зарубежные оптические рефлектометры, предназначенные для работы при $\lambda = 1,3\text{--}1,6$ мкм, имеют динамический диапазон 30–35 дБ. В зависимости от типа ОВ они обеспечивают измерение расстояния до 250 км при мертвой зоне не более 30 м. Погрешность измерения затухания не превышает 0,05 дБ, а расстояния – 5 м [10].

Свет распространяется по волокну со скоростью около 5 нс/м в зависимости от показателя преломления ядра. Время распространения коррелирует с расстоянием в соответствии с соотношением

$$D = \frac{ct}{2n}, \quad (3)$$

где D – расстояние, проходимое светом вдоль волокна, c – скорость света, t – период прохождения входного импульса и n – среднее значение показателя преломления ядра волокна. Большинство OTDR использует курсор для обозначения места нахождения особых точек на линии и показывает на дисплее расстояние до них в единицах времени или физической длины [4]. Например, можно измерить расстояние до соединителя с точностью до фута. Если кабель наматывается на некоторый центральный элемент, его измеряемая длина будет несколько больше действительной длины.

Величина диапазона длин, для которого пригодно использование OTDR, зависит от двух характеристик. Во-первых, это динамический диапазон, который определяется минимальным и максимальным значениями оптической мощности, воспринимаемой детектором. Кроме того, определенную роль играют затухание волокна и потери на соединителях. Динамический диапазон OTDR и потери внутри волоконной системы определяют максимальную длину оптического кабеля, которая еще может быть проверена на основе анализа улавливания рассеянного назад сигнала. В типичных для телекоммуникационных приложений волокнах с малыми потерями OTDR может работать на длинах от 20 до 40 км [8].

Ввиду того, что рефлектометр использует встроенный процессор для анализа и представления на дисплее результатов, можно хранить в памяти форму сигнала.

Таким образом, OTDR предоставляет большой объем информации о линии в целом и позволяет детально исследовать некоторые ее элементы.

Принципы работы OTDR были адаптированы для использования в более дешевых устройствах. Например, оптический определитель повреждений также использует рефлектометрию для определения расстояния до повреждения. Обычно, однако, он указывает лишь расстояние до повреждения. К его достоинствам относятся низкая стоимость, компактность, возможность питания от гальванических элементов [5].

Как упоминалось выше, основные преимущества достигаются при использовании приборов с расширенным функциональным набором. Прибор, максимально соответствующий требованиям сегодняшнего дня, обязательно должен иметь два канала, режим сравнения, дифференциальный режим, цифровой отсчет по dBRL, память (минимум 16 рефлектограмм) и, главное, компьютерный интерфейс. Такой рефлектометр не только полностью обеспечит сегодняшние потребности, но и позволит создать базу для квалификации и санации абонентских шлейфов под развертывание xDSL-оборудования.

Каждая кабельная линия, как и живой организм, обладает индивидуальными особенностями (тип и качество кабеля, его состояние, число соединений и т.п.), совокупность которых определяет ее параметры. Сотни мелких дефектов вносят свой вклад в итоговую ее характеристику, причем среди них один или несколько играют главную роль и определяют работоспособность линии. Один из самых сложных моментов в диагностике неисправностей кабельных линий – поиск таких дефектов среди всех имеющихся. Не менее сложен и важен поиск дефектов, которые с течением времени увеличиваются. Решить эту проблему с помощью классических мостовых измерителей емкости или сопротивления невозможно или чрезвычайно трудно [7].

Заключение

Развитие высокоскоростных волоконно-оптических сетей связи и внедрение на них технологии оптического усиления требует проведения высокочувствительных из-

мерений отражения с различением местоположения отражательных неоднородностей внутри компонентов систем передачи на субмиллиметровом уровне. Измерения первичных параметров оптоволоконной системы можно провести с помощью оптического рефлектометра по величине соответствующего выброса сигнала на рефлектограмме или с использованием специальной установки для измерения возвратных потерь.

Именно для этих целей предназначена система рефлектометрии, которая обеспечивает возможность анализа внутренней структуры интегральных оптических устройств.

Литература

1. Gardner W.B., Nagel S.R. // The Bell Syst. Tech. j. 1981. Vol. 60. №6. P.859.
2. Новохатко С.М. // Электротехническая промышленность. Кабельная техника. 1984. №12. С. 248.
3. Katsuyama Y., Mitsunaga Y., Ishida Y. // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. № 24. P. 1200
4. Алексеева Е.И., Гусев А.И., Милявский Ю.С. и др. // Высокомолекулярные соединения. 1986. № 6. С.415.
5. Мурадян А.Г., Гольдфарб И.С., Иноземцев В.П. Оптические кабели многоканальных линий связи. М.: Радио и связь, 1987. 215 с.
6. Абрамов А.А., Бубнов М.М., Вечканов Н.Н. и др. Волоконная оптика. М.: Наука, 1987. 72 с.
7. Olshansky R. // Appl. Optics. 1975. Vol. 14. №1. p.20.
8. Schultz P. // J. Am. Cer. Soc. 1974. Vol. 57. P.309.
9. Beller J. OTDRs and backscatter measurements. / In: Fiber Optics Test and Measurements / Edited by D. Derricson. New Jersey, Prentice Hall PTR, 1998, p.434.
10. Шаронин С.Г. Возможности современных рефлектометров. // Вестник Связи. 2000. № 08. С.327.
11. Исаев С.К. Физика волоконно-оптических устройств. М.: МГУ, 1986. 328 с.
12. Сивухин Д. В. Общий курс физики – оптика. М.: Наука, 1980. С.201, 408–418.
13. Иванов А.В. Волоконная оптика. М.: Сайрус системс, 1999. 233 с.

ЛОЖНЫЕ СТРУКТУРЫ В ТЕЛЕВИЗИОННОМ КАНАЛЕ МИКРОСКОПА

М.А. Волкова

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Г.Н. Грязин

Показано влияние линейного увеличения адаптера телевизионного канала микроскопа на проявление ложных структур – муара и дискретности изображения. Приведены примеры телевизионных изображений при наличии и отсутствии ложных структур, даны рекомендации по выбору увеличения адаптера с учетом возможности влияния электронным способом на размер телевизионного раstra и предварительной фильтрации изображения.

Введение

Современные микроскопы обычно, кроме визуального канала, содержат канал для телевизионной камеры или канал для цифрового фотоаппарата, приемником в котором также является матрица ПЗС. Для согласования действия визуального канала с телевизионным и каналом цифрового фотоаппарата вводится дополнительная оптическая система, которую принято называть адаптером. Адаптер является аналогом фотоокуляров, применявшихся в фотоканалах микроскопов, в которых используется пленочная фотокамера или фоторегистрация на фотопластинку. Формат фотокадра и фотопластинки больше окулярного поля зрения визуального канала, поэтому увеличение фотоокуляров всегда было больше единицы (до 15–20 крат). Формат матриц ПЗС обычно меньше окулярного поля визуального канала, что приводит к увеличению адаптера меньше единицы и, соответственно, к появлению ложных структур в телевизионном изображении.

Теоретическая часть

На рис. 1 приведена принципиальная оптическая схема телевизионного канала микроскопа, где φ_1 , φ_2 и φ_3 – соответственно микрообъектив, тубусная линза и сам адаптер, f_1, f_2 – фокусные расстояния микрообъектива и тубусной линзы, d – расстояние между φ_1 и φ_2 , S и S' – передний и задний отрезки адаптера φ_3 , отношение которых S'/S определяет линейное увеличение адаптера β_a .

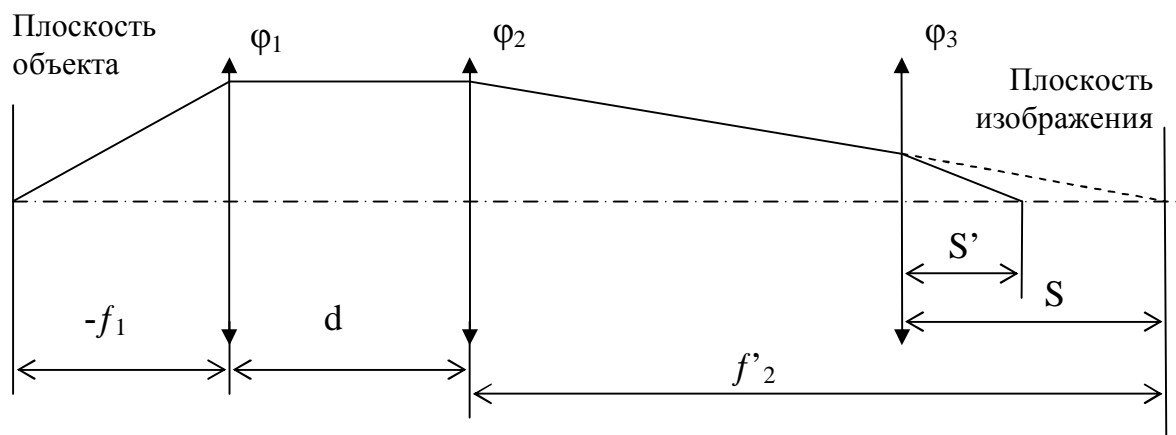


Рис. 1. f'_1, f'_2 – фокусное расстояние микрообъектива φ_1 и тубусной линзы φ_2 , S, S' – передний и задний отрезки адаптера φ_3 , d – расстояние между микрообъективом и тубусной линзой

При выборе увеличения адаптера β_a обычно принято принимать во внимание необходимость одинакового линейного поля зрения в пространстве объектов для визуального и телевизионного каналов микроскопа. Отсюда для β_a получаем

$$\beta_a = D/D_n, \quad (1)$$

где D – диагональ матрицы ПЗС, D_n – диаметр полевой диафрагмы окуляра.

Величины D и D_n принимают несколько значений, отчего, если следовать указанным требованиям, появляется необходимость иметь достаточно широкую номенклатуру адаптеров с разными значениями β_a . Например, для матрицы ПЗС широко используются форматы 1/4", 1/3", 1/2", 2/3", 1" и т.д., которым соответствуют значения величин D – 4 мм, 5,3 мм, 8 мм, 11 мм, 16 мм и т.д. Аналогично для D_n значение величины изменяется от 8 мм до 23,3 мм [1]. Для пяти значений D и пяти значений D_n потребуется 25 вариантов адаптеров, что наталкивает на мысль о создании панкратических адаптеров или использовании для этих целей оптовара, изменив его увеличение в сторону уменьшения. Последнее не снимает ряд вопросов о выборе значения β_a на краях интервала изменений β_a .

Оценим порядок значения β_a , задавшись для сужения задачи $D=8$ мм и $D_n=12, 15, 18, 20$. Приведенным значениям D_n , согласно (1), будут соответствовать $\beta_a=0,67; 0,53; 0,44$ и $0,4$.

При выборе адаптера для использования в телеканале микроскопа из имеющегося ряда необходимо учитывать, в первую очередь, факторы, определяющие качество телевизионного изображения как по разрешающей способности, так и по отсутствию в нем ложных структур – артефактов. К последним можно отнести явление муара, дискретность изображения и другие искажения 1-го и 2-го рода [2].

Так как на матрице изображение подвергается дискретизации, то его спектр Фурье будет периодическим повторением спектра объекта $G_o(f)$ в узлах некоторой сетки, определяемой геометрией матрицы – сеткой, в узлах которой находятся ее чувствительные элементы. Последняя описывается двухмерной гребенчатой функцией, так называемой выборочной функцией [4]. Если мультиплицируемые спектры объекта будут перенакладываться, то проявится явление, названное в [5] мимикрией частот. Точка пересечения двух соседних мультиплицированных спектров объекта определяет частоту наложения – частоту Найквиста, которая равна половине шага мультиплицированного спектра (см. рис. 2).

Отсюда следует первое условие отсутствия артефактов в телевизионном изображении – область существования спектра объекта должна быть ограничена частотой Найквиста. Это условие мы можем выразить простой формулой

$$\frac{\lambda}{2A'} \geq 2\Delta x, \quad (2)$$

где λ – длина волны, A' – числовая апертура в пространстве изображения оптической системы, Δx – шаг матрицы ПЗС.

Левая часть (2) определяет разрешающую способность оптической системы в случае объекта в виде решетки.

Вторым условием отсутствия артефактов в изображении является то, чтобы последующая после телекамеры система, выступающая как фильтр нижних частот (ФНЧ), устранила дискретность изображения. Отметим, что этой системой может быть глаз оператора, наблюдающего с экрана монитора (дисплея) изображение. Во всяком случае, в соответствии с теоремой выборки (теоремой Котельникова) эта система, выступающая как ФНЧ, должна иметь спектр, область существования которого также определяется частотой Найквиста.

Для решения вопроса настоящей работы – выбора значения β_a – достаточно первого условия (2).

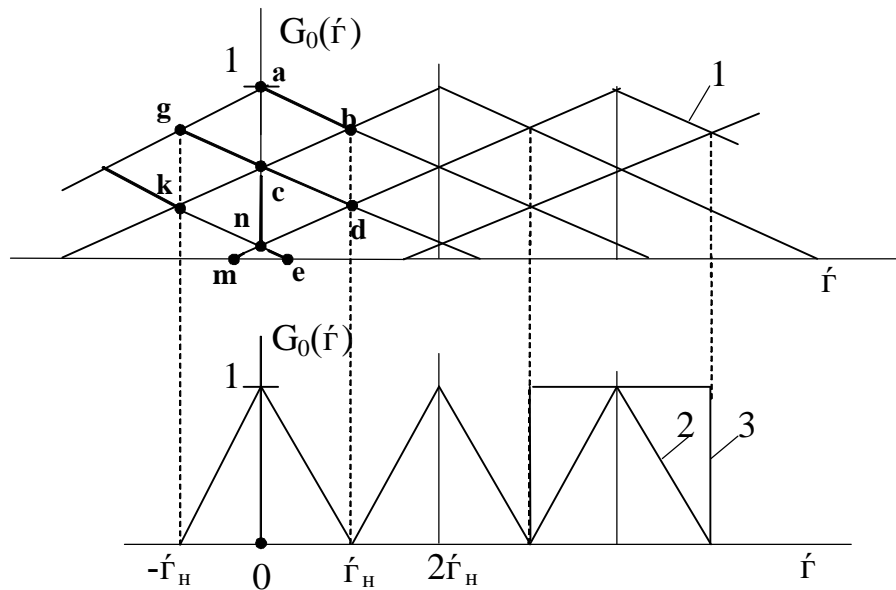


Рис. 2. 1, 2 – спектры изображения объекта $G_0(f)$, f – пространственная частота, f_N – частота Найквиста, 3 – передаточная функция ФНЧ, кривые a, b, c, d, n, e и a, g, c, k, n, m характеризуют явление мимикрии частот

Для полноты следует указать, что, помимо условия (2), иногда используют другое, следующее из желания максимальной реализации потенциальной точности определения координат точек объекта. В [6] рекомендуется при этом иметь радиус ρ' импульсной характеристики объекта несколько меньше размера пиксела Δx . Математически это можно выразить для дифракционно-ограниченной системы так:

$$\rho' = 1,22 \frac{\lambda}{2A'} \geq \Delta x. \quad (3)$$

В левой части (2) стоит формула, следующая из критерия разрешения по Рэлю, относящегося к точечным объектам.

Расчеты показывают, что для второго случая критерий Найквиста не выполняется.

Сравним полученные значения апертур с задними апертурами микрообъективов, приведенных в таблице, где даны значения $\beta_{об}$ линейного увеличения объективов, ρ'_1 и ρ'_2 , вычисленные, соответственно, по формулам (2) и (3).

$\beta_{об}$	$A_{об}$	$A'_{об}$	ρ'_1	$\rho''_1 = \rho'_1 \beta_a$	ρ'_2	$\rho''_2 = \rho'_2 \beta_a$	β_{a01}	β_{a02}
5	0,1	0,02	6,825	4,6-2,7	16,653	11,2-6,7	1,03	0,42
10	0,3	0,03	4,55	3,1-1,8	11,102	7,4-4,4	1,54	0,63
20	0,4	0,02	6,825	4,6-2,7	16,653	11,2-6,7	1,03	0,42
40	0,65	0,016	8,374	5,6-3,4	20,433	13,7-8,2	0,84	0,34
100	0,9	0,009	15,167	10,2-6,1	37,007	24,8-14,8	0,46	0,19

Таблица. Расчетные значения параметров микрообъективов

Для согласования значений $A'_{об}$ и ρ' со значением A' и Δx применим формулу

$$\beta_{a\text{ опт}} = \frac{A'_{об}}{A'}, \quad (4)$$

где $\beta_{a\text{ опт}}$ – оптимальное значение β_a . Вычисления приведены при $\Delta x = 7$ мкм и $A'_1 = 0,19$, $A'_2 = 0,048$. Указанные в таблице β_{a01} , β_{a02} – значения $\beta_{a\text{ опт}}$, вычисленные по (4) для двух

рассматриваемых случаев, ρ_1'' и ρ_2'' получены для интервала $\beta_a=0,67-0,4$, определяемого по формуле (4) для $D=12-20$.

Из таблицы видим, что в большинстве случаев значения ρ_1'' и ρ_2'' не соответствуют условию $\rho'' = 2\Delta x$, откуда следует, что подход к определению значения β_a из условия одинаковости наблюдаемых полей в визуальном и телевизионном каналах не обеспечивает в большинстве случаев условий отсутствия ложных структур в телевизионном изображении. С другой стороны, значения β_{a01} только для $\beta_{об}=100^\times$ попадают в интервал значений β_a , а β_{a02} для $\beta_{об}=5^\times, 10^\times$ и 20^\times . Отметим, что значение β_{a01} мало отличается от единицы, кроме случая работы с объективом 100^\times .

Если, тем не менее, мы хотим сохранить одинаковость полей в визуальном и телевизионном каналах, то для выполнения критерия Найквиста следует до дискретизации выполнять предварительную фильтрацию изображения [7], например, затягивая апертурную диафрагму конденсора осветительной части микроскопа, так как в соответствии с формулой Д.С. Рождественского [8]

$$\rho = \frac{\lambda}{A + A_k}, \quad (5)$$

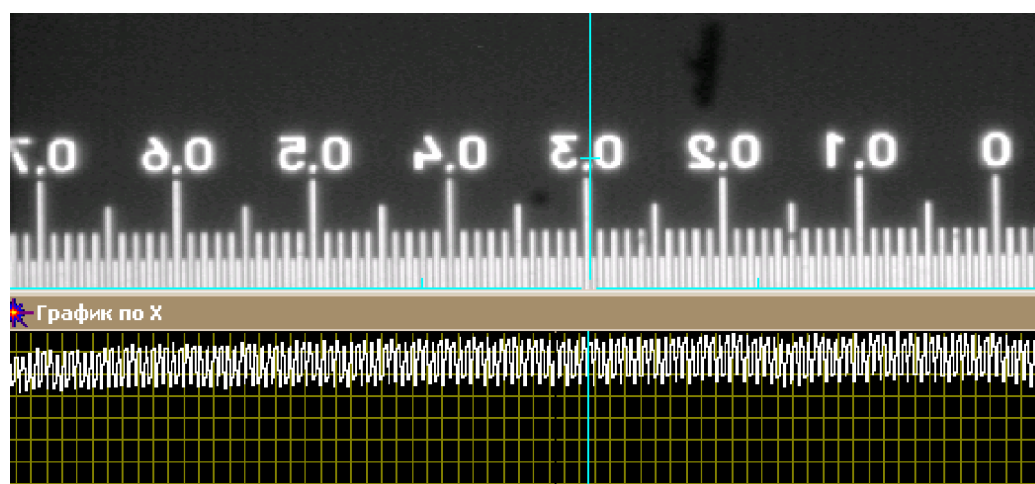
где $\rho' = \rho\beta_{об}$, A_k – апертура конденсора осветительной части микроскопа.

Условия (2), (3) и (5) показывают зависимость проявления муара от длины волны.

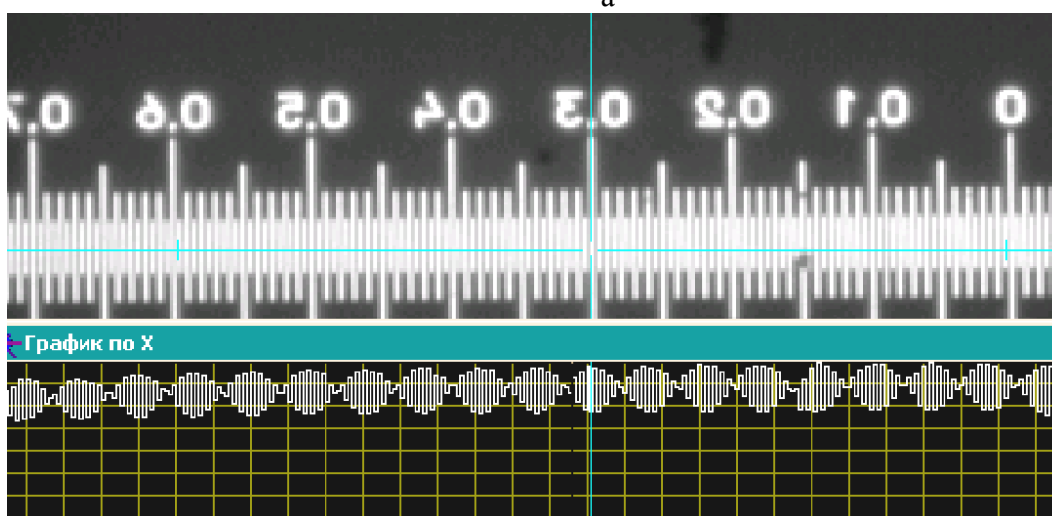
Практическая часть

Нами были проведены экспериментальные исследования указанных искажений на микроскопе проходящего света, в состав которого входил светодиодный осветитель ОИ-32СД производства ООО «Промсервис», конденсор КОН-3, микрообъектив $4,7 \times 0,11$ с длиной тубуса 190 мм и телекамера VNC-743 с модернизированным программным обеспечением OSC16 фирмы «ЭВС». При исследованиях использовался адаптер АОТ-1С, имеющий увеличение 0,3; 0,5 и 1 крат. Тем не менее, все телевизионные изображения, приведенные в работе, были получены на прямом тубусе без использования адаптера. В качестве тест-объекта использовался объект-микрометр ОМ-О с ценой деления 0,005 мм.

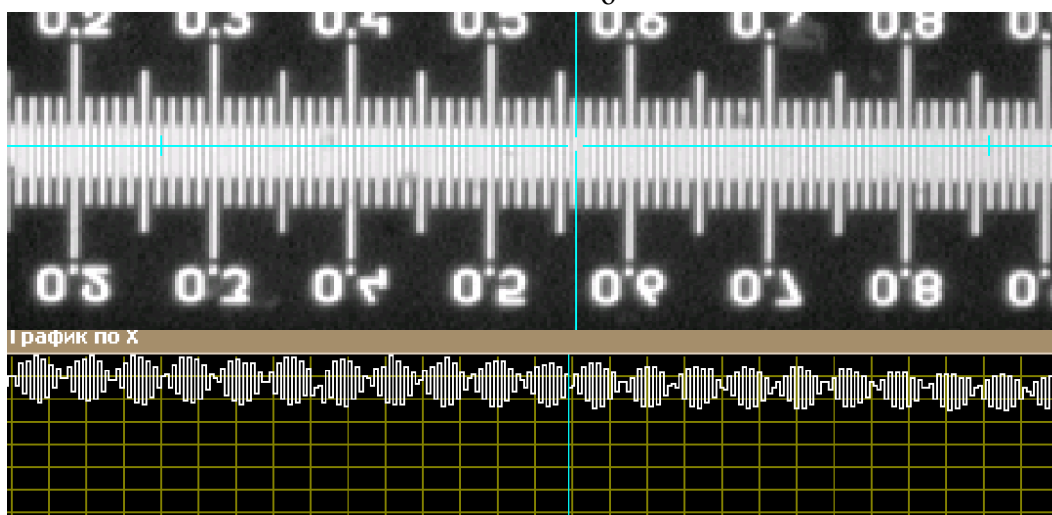
На рис. 3 приведены изображения тест объекта – объект-микрометра – для случаев правильного (а) и неудачного (б) выбора значения величины β_a . Для демонстрации действия искажений 1-го и 2-го рода мы здесь использовали прием, связанный с изменением размера телевизионного растра, что эквивалентно при использовании одной и той же матрицы изменению ее шага. Рис. 3 показывает влияние муара (искажение 1-го рода) на изображение. Для более ясного понимания явления на рисунке, помимо изображения самого тест-объекта, приведена осциллограмма светораспределения в его изображении. Сравнение осциллограмм (а), (б) и (в) четко показывает влияние ложной структуры – муара, который проявляется на светораспределении в виде биений, под которыми принято понимать результат сложения двух гармонических колебаний, периоды которых и начальные фазы немного отличаются друг от друга [3]. Изображения (а), (б) и (в) отличаются друг от друга размером телевизионного растра – для (а) размер растра 768×576 , для (б) 752×240 и для (в) 320×240 . На осциллограмме рис. 3а биение отсутствует и нет муара, а на рис. 3б и 3в имеются биения и муар. Амплитуда биения для изображения по рис. 3в выше, чем на рис. 3б. На более сложных, чем объект-микрометр, объектах влияние муара будет не столь очевидным, и отделить артефакт от истины будет сложно.



а



б



в

Рис. 3. Изображения тест-объекта и его осциллограммы при размере телевизионного раstra: а – $768 \times 576 \times 24b$ (RGB24), б – $768 \times 240 \times 24b$ (RGB24), в – $320 \times 240 \times 24b$ (RGB), объектив 4,7×0,11

Для выявления указанной зависимости были получены телевизионные изображения тест-объекта в монохроматическом свете с использованием интерференционных фильтров с максимума пропускания 435 нм, 540 нм и 715 нм.

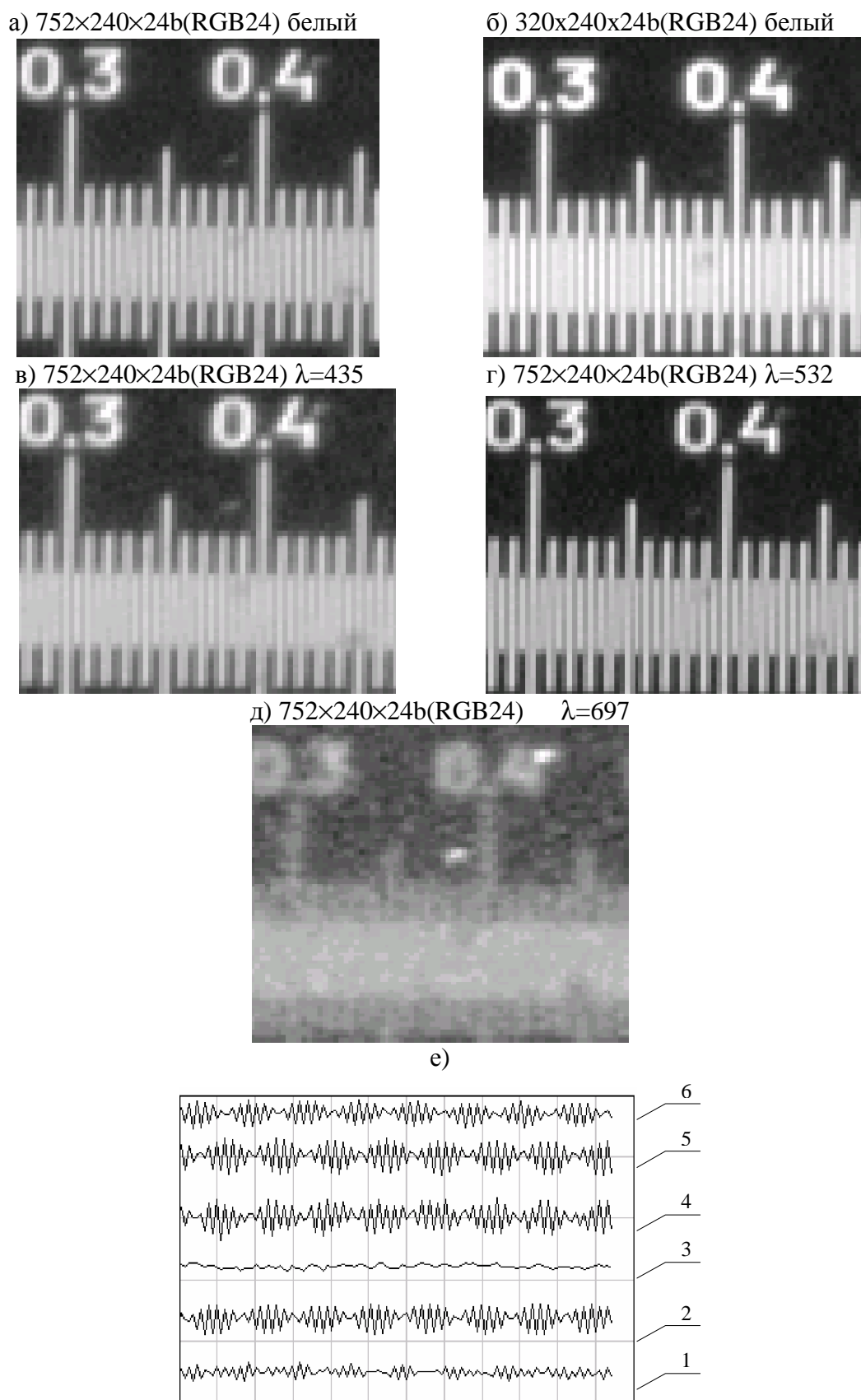


Рис. 4: а, б – изображение тест объекта в белом свете при размере телевизионного раstra 752×240 и 320×240; в, г, д – изображение тест объекта в монохроматическом свете – $\lambda=435$ нм, $\lambda=532$ нм и $\lambda=715$ нм при размере телевизионного раstra 752×240; е – осциллограммы светораспределения в изображениях тест объекта – кривые 1, 2 случаи а, б; кривые 4-6 случаи в, г, д; кривая 3 – сумма кривых 4–6

На рис. 4 приведено пять сюжетов, соответствующие двум «белым» изображениям разных форматов (а, б) и трем монохроматическим изображениям (в, г, д). Там же (рис. 4е) приведены осциллограммы 1–6, соответствующие указанным изображениям. Из рисунка ясно, что цветное изображение для $\lambda=715$ нм практически не разрешается, и его осциллограмма не показывает наличия биения – муар отсутствует, а для двух других монохроматических изображений биение имеет место, и особенно четко оно выражено для основной длины волны 540 нм. Кривая 3 является простой суммой кривых 4–6, соответствующих монохроматическим изображениям. Кривые 1 и 2 соответствуют двум разным форматам телевизионного раstra, 752×240 и 320×240 , и из хода кривых видно, что амплитуды биения разные, кроме того, имеет место фазовый сдвиг.

Заключение

Из сказанного следует вывод, что, помимо предварительной фильтрации, до дискретизации изображения эффективен путь решения задачи, связанный с использованием возможности электронным способом менять число элементов разложения в матрице, т.е. влиять не на значение ρ' , определяющее разрешающую способность оптической системы, а на шаг матрицы Δx .

Таким образом, для поиска интересующего сюжета на объекте увеличение адаптера может определяться из (4), а для работы и исследования найденного сюжета на объекте следует использовать адаптер с увеличением, определяемым из (3), что вместе с возможностью влияния на размер телевизионного раstra может обеспечить факсимильность телевизионного изображения в микроскопе.

Литература

1. Панов В.А., Андреев Л.И. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 430 с.
2. Игнатъев Н.К. Дискретизация и ее приложения. М.: Связь, 1980. 263 с.
3. Горелик Г.С. Колебания и волны. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 551 с.
4. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
5. Хемминг Р.В. Численные методы. М.: Наука, 1968. 400 с.
6. Хромов Л.И., Цыцулин А.К., Куликов А.Н. Видеоинформатика передачи и компьютерная обработка информации. М.: Радио и связь, 1991. 192 с.
7. Прэтт У. Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1982. 790 с.
8. Рождественский Д.С. Избранные труды. М.-Л.: Наука, 1964. 430 с.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМИЧЕСКОГО И ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВКИ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТИВА

Ле Зуи Туан

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.К. Кирилловский

Для устранения недостатков традиционных методов прямого определения ФРТ, основанных на сканировании, разработаны изофотометрические методы экспериментального анализа пятна рассеяния, сформированного при работе изготовленной оптической системы. Эти методы позволяют регистрировать перепады освещенности в пятне рассеяния в диапазоне до пяти порядков (10^5), строить кривые распределения освещенности в любом сечении, а также топограмму распределения освещенности в пятне рассеяния, вычислять ФКЭ (концентрацию энергии) и ФПМ (ЧКХ) системы. Работа посвящена развитию данных методов на основе их компьютеризации.

Введение

Сложный процесс создания современной оптической системы может быть разделен на два этапа: проектирование и изготовление. На первом этапе производятся расчет параметров системы и расчетная оценка качества изображения, которое она может обеспечить. При изготовлении стремятся получить реальную систему с параметрами, насколько возможно близкими к расчетным. Полученное качество изображения оценивается средствами оптических измерений.

Сведения о структуре изображения, построенного изготовленной оптической системой, могут быть получены прямым и косвенным путями [1].

Косвенные способы оценки качества изображения состоят в измерении структуры деформаций волнового фронта в зоне зрачка, на выходе оптической измерительной схемы, и последующем вычислении, на основе полученной карты волнового фронта, функций, описывающих структуру и качество оптического изображения. Преимущества косвенных методов состоят в том, что они позволяют по известной топографии отклонений фронта волны рассчитать большинство характеристик качества изображения. Результаты, полученные этими методами, не зависят от особенностей приемника изображения в схеме контроля. Косвенные методы дают возможность определить влияние конкретных искажений волнового фронта, вносимых системой, на качество изображения, что служит предпосылкой широкого применения косвенных методов в условиях производства, например, при обработке оптических поверхностей, изготовлении оптических элементов и юстировке оптических систем. Ограничения косвенных методов составят в том, что при таких оценках не учитывается влияние на качество изображения ряда важных факторов, действующих при изготовлении оптической системы, например, таких, как малые дефекты оптических поверхностей, нечистота и шероховатость оптических поверхностей, мелкоструктурные свили и неоднородности оптических материалов при работе, оптических покрытий и дефекты склеек, светорассеяние и блики в оптической системе и в приборе. Однако при оценке реального качества изображения, сформированного изготовленной оптической системой, влияние этих факторов необходимо учитывать, так как они способны существенно снизить качество реального изображения.

Прямые способы оценки качества изображения состоят в наблюдении изображения тест-объекта, сформированного при помощи исследуемой системы в зоне изображения, и измерении фотометрической структуры этого изображения, т.е. в определении функции рассеяния (например, функции рассеяния точки ФРТ или функции рассеяния линии ФРЛ). Функции рассеяния и связанные с ними оптическая передаточная функция ОПФ, функция передачи модуляции ФПМ и функция концентрации энергии в изображении точечного тест-объекта служат на практике количественными характеристиками

качества изображения оптической системы. Прямыми методами оценки качества изображения учитываются все без исключения факторы, участвующие в формировании структуры реального оптического изображения. В этом состоит существенное и основное достоинство прямых методов. Поэтому в ответственных случаях, при исследованиях и измерениях оптических систем высокой точности, методы прямой и косвенной оценки качества изображения применяются совместно.

При оценке качества изображения прямыми методами часто требуется измерение распределения освещенности в изображении тест-объекта «светящаяся точка», т.е. определение функции рассеяния точки (ФРТ). Экспериментально найденная ФРТ, характеризующая качество системы, позволяет учитывать все особенности волновой поверхности, сформированной системой, в том числе и характер микрорельефа оптических поверхностей, дефекты оптических материалов, блики, отклонение пропускания (или отражения) на зрачке, сдвиги изображения, возникшие при работе прибора, и т.д. С помощью ФРТ в осредненной и мгновенной форме можно учитывать флуктуации оптических характеристик воздушного тракта, непрерывно изменяющиеся во времени по сложному случайному закону. ФРТ позволяет надежно аттестовать качество изображения системы с несколькими зрачками. ФРТ, являясь первичной характеристикой качества изображения, позволяет перейти к другим требуемым характеристикам качества изображения, таким как ФРЛ, ФПМ (ЧКХ), краевая функция, функция концентрации энергии и другие.

Традиционные методы измерения распределения освещенности в пятне рассеяния [1–3] реализуются с помощью сканирующих диафрагм. Увеличенное оптическое изображение пятна рассеяния сканируется диафрагмой, диаметр которой в 40–50 раз меньше исследуемого поля. Обычно сканирование производится по ряду параллельных прямолинейных строк. Выводя на осциллограф сигнал строки, наблюдают график изменения напряжения видеосигнала по этому сечению, которое в определенных пределах, зависящих от формы световой характеристики фотоприемника, пропорционально освещенности в каждой точке строки сканирования.

Однако за пределами этого линейного участка напряжение сигнала при сканировании не пропорционально уровню освещенности, причем отклонение от пропорциональности изменяется по нелинейному закону. Поэтому фотометрическая структура пятна искажается, и измерения носят лишь ориентировочный характер. Линейный участок световой характеристики для существующих фотоприемников в режиме непрерывного сканирования не позволяет оценивать перепады освещенности более чем в 100 раз, однако практика исследования ФРТ, например, реальных астрономических приборов показывает, что для достоверной оценки концентрации энергии в пятне рассеяния необходимо измерить ФРТ в диапазоне не менее четырех порядков. Поэтому во многих случаях приходится использовать более современный метод изофотометрии, который обеспечивает определение освещенности в достаточно широком диапазоне и позволяет более корректно вычислять относительную концентрацию энергии в различных пятнах рассеяния.

Метод изофотометрии

Для устранения указанных недостатков традиционных методов определения ФРТ разработаны изофотометрические методы экспериментального анализа пятна рассеяния, сформированного при работе реальной (изготовленной) оптической системы. Эти методы позволяют регистрировать перепады освещенности в пятне рассеяния в диапазоне более пяти порядков (10^5), строить кривые распределения освещенности в любом сечении, а также топограмму распределения освещенности, вычислять ФКЭ и ФПМ.

Метод фотографической изофотометрии основан на получении серии фотоснимков пятна рассеяния с переменным временем экспозиции, т.е. получении совокупности фотометрических сечений, соответствующих различным уровням равной освещенности. Каждое фотометрическое сечение формируется как фигура с четким контуром, которая называется изофотой. Поэтому изофота есть геометрическое место точек, имеющих различные пространственные координаты и равное значение координаты относительной освещенности. Формирование изофоты исследуемого оптического изображения осуществляется благодаря применению приемника изображения, обладающего световой характеристикой (или функцией преобразования ФП) типа "импульс".

Изофотометрия с изменяющимся временем накопления

Для получения системы изофот (изофотограммы) исследуемого распределения освещенности необходимо использовать ФП типа "гребенка" (лат. COMB). Эта функция имеет вид ряда равномерно расположенных импульсов [1].

Итак, выполняется регистрация данного оптического изображения в виде серии последовательных кадров при осуществлении ряда экспозиций различной длительности [1, 5]. Удобно этот ряд экспозиций располагать по шкале длительностей, значения которых определяются степенным законом:

$$t_i = 2^i, \quad (1)$$

где t – относительная продолжительность экспозиции.

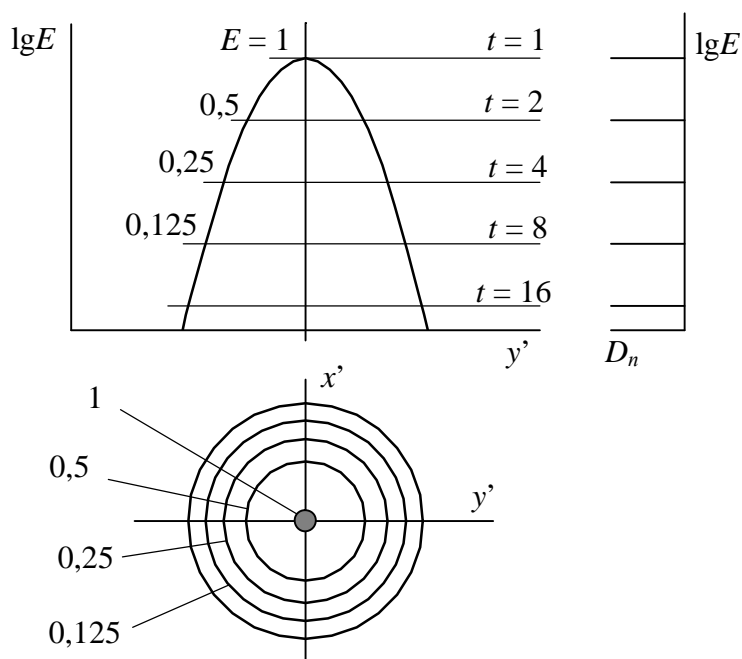


Рис. 1. Схема метода изофотометрии с переменным временем накопления и вид изофотограммы

Равномерная шкала логарифмов экспозиции позволяет последовательно «наводиться» импульсной характеристической кривой на равномерный ряд фотометрических сечений, расположенных по логарифмическому закону изменения интенсивности.

Для построенного семейства характеристических кривых $D_{II} = f(\lg E)$ при $t = \text{const}$ каждой отдельной кривой соответствует соотношение из следующей серии:

$$E_1 = H/t_1; \quad E_2 = H/t_2; \dots E_n = H/t_n. \quad (2)$$

Нормируя полученный ряд освещенностей к значению максимальной освещенности в данном распределении, получим выражение в относительных (безразмерных) единицах,

$$E_{отн} = H / t_{отн}, \quad (3)$$

или в логарифмической форме,

$$\lg E_{отн} = -\lg t_{отн}.$$

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

Последние две формулы являются основными выражениями структурометрического метода изофотометрической регистрации.

Таким образом, при использовании приемника изображения с импульсной функцией преобразования, изменяя время накопления на приемнике изображения, достигаем эффекта перемещения импульсной функции преобразования в новые положения вдоль оси $\lg E$.

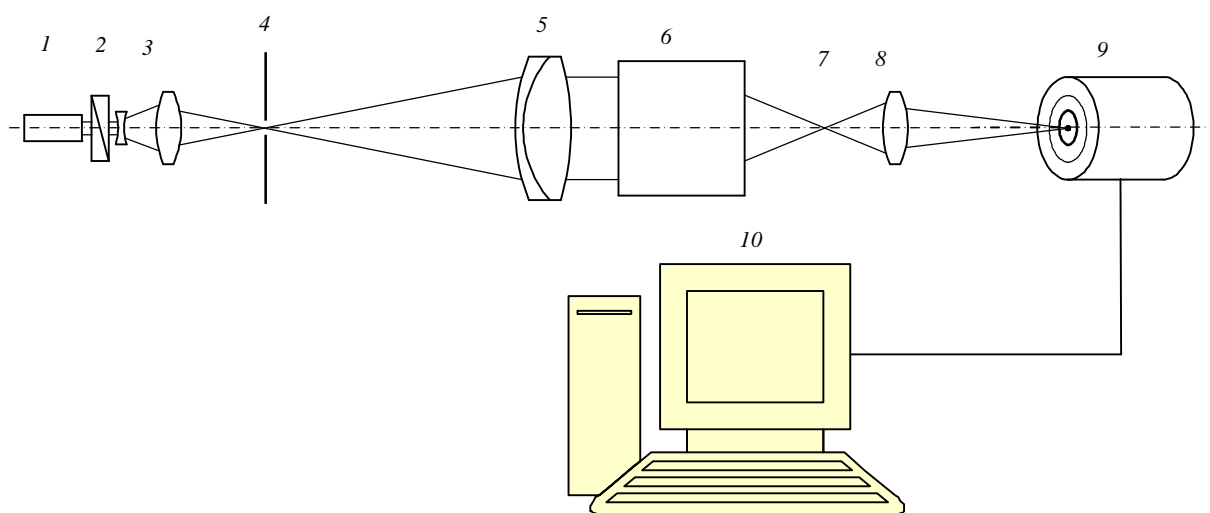


Рис. 2. Схема установки для измерения ФРТ фотообъектива по методу изофотометрии с изменяющимся временем накопления при помощи ВЕБ-камеры: 1 – лазер, 2 – фотометрический клин; 3 – система для фокусировки лазерного пучка, 4 – точечная диафрагма, 5 – объектив коллиматора, 6 - исследуемый объектив, 7 – изображение точечного тест-объекта (пятно рассеяния), 8 – проекционный микробъектив, 9 – ВЕБ-камера (приемник изображения), 10 – компьютер

На практике при контроле качества изображения оптической системы изображение светящейся точки, построенное исследуемой системой, многократно фотографируют на однотипный фотоприемник высокой контрастности при различных длительностях экспозиции. Изофоты различных уровней, расположенные на отдельных снимках, после оконтуривания совмещают в топограмму распределения освещенности (изофотограмму). В качестве приемника изображения можно, например, использовать любые цифровые видеокамеры, имеющие способность изменения времени накопления. Такие камеры широко распространены, например, видеокамеры производства Тайвань типа СВ-3803S или СС-8606S. Они способны изменять время накопления в широком диапазоне 1/50–1/100000 с, что обеспечивает перепады регистрируемой освещенности в пятне рассеяния в диапазоне более трех порядков. Для макетной установки была использована ВЕБ-камера фирмы «Creative», ее диапазон изменения относительного времени накопления составляет 1–240.

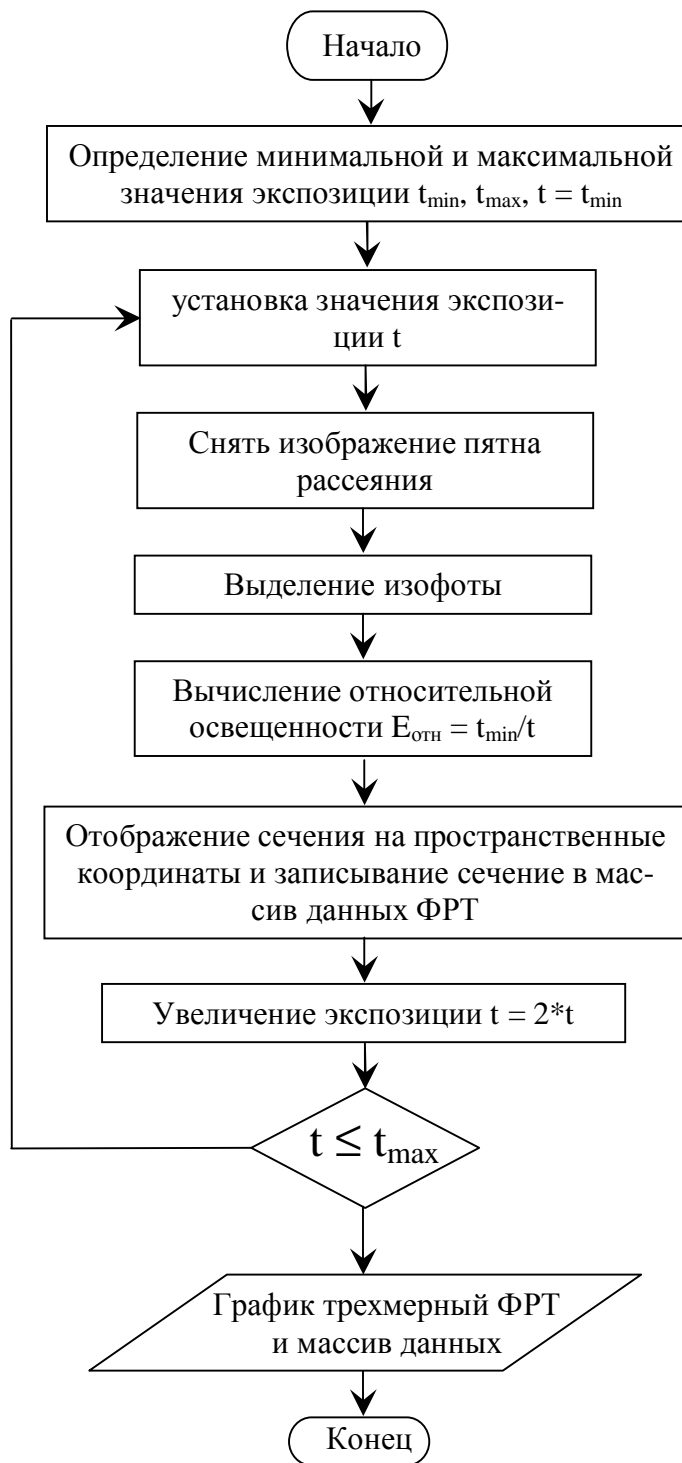


Рис. 3. Алгоритмическое решение компьютерной версии изофотометрии с переменным накоплением

На рис. 2 изображена принципиальная схема устройства. Оно содержит осветительную систему, в которую входят лазер 1, расширительная линза и объектив 3, формирующий точечный источник света. В осветительную систему введен перемещающийся (вращающийся) фотометрический клин 2, плавно меняющий световой поток. Сформированный точечный источник света посылает расходящийся пучок через объектив коллиматора 5 в зрачок исследуемой системы 6, которая строит пятно рассеяния 7. Это изображение переносится с увеличением при помощи микроскопа 8 на чувствительную площадку приемника изображения 9 (ПЗС ВЕБ-камеры). ВЕБ-камера превра-

щает изображения пятна рассеяния в видеосигнал и посылает в компьютер через порт USB. При помощи программы «Videoprocess» можно посмотреть пятно рассеяния на мониторе и снять последовательные фотографии в виде цифровых, введенных в модуль выделения изофот.

В исходном состоянии параметр «exposure» ВЕБ-камеры установлен на минимальное значение t_1 , а фотометрический клин введен так, что световой поток в схеме контроля формирует изображение, дающее изофоту в виде точки (первая изофота). Эта изофота соответствует максимуму освещенности $E_{отн1}$, которое принимаем равным единице.

В процессе измерения, после установки увеличенного времени экспозиции t_2 , программа снимает фотографию пятна рассеяния и вводит ее в модуль выделения изофоты. Эта изофота является контуром фотометрического сечения, соответствующего новому уровню относительной освещенности

$$E_{отн2} = t_1 / t_2.$$

Таким образом, $E_{отнn} = 1 / t_{отн2} = t_1 / t_n$, поэтому помещаем изофоту в систему координат на уровень $E_{отн}$ и записываем его в память. В следующий цикл время экспозиция умножается на заданный коэффициент (например, 2), и получается второе сечение. Когда t превышает максимальное значение t_{max} , выполнение программы заканчивается, на мониторе получается график ФРТ.

Таким образом, в результате запоминания ряда фотометрических сечений и построения в пространственных координатах исходного взаимного расположения сечений формируется объемная ФРТ, т.е. функция распределения освещенности в изображении точечного источника, построенном исследуемой оптической системой.

Программа и результат

На рис. 4 показано главное окно программы «VideoProcess». С помощью ВЕБ-камеры Creative она позволяет определить ФРТ по методу изофотометрии с изменяющимся временем накопления, обработать результат измерения для получения всех качественных характеристик изображения исследуемого объектива. Программа состоит из 3 компонентов: «Видео», «Изофот» и «Анализ».

Компонент «Видео» предназначен для управления ВЕБ камерой и отображения видеосигнала на экране (рис. 4).

Компонент «Изофот» позволяет выполнить процесс сканирования функции рассеяния точки, т.е. последовательно увеличивать экспозицию камеры, снимать изображения пятна рассеяния, даваемого исследуемым объективом, выделять изофоты и строить пространственный график ФРТ. В результате процесса сканирования получаются изофотограмма и модель ФРТ (рис. 5). Значения ФРТ содержатся в двумерном массиве. На окне «Изофот» можно корректировать начало координат изофотограммы и вводить увеличение микрообъектива, что предназначено для определения реальных размеров ФРТ.

Компонент «Анализ» позволяет получить двумерный массив ФРТ и вычислить качественные характеристики исследуемого объектива: модуляционную передаточную функцию (МПФ), функцию концентрации энергии (ФКЭ), функцию рассеяния линии (ФРЛ), пограничную кривую и функцию рассеяния точки.

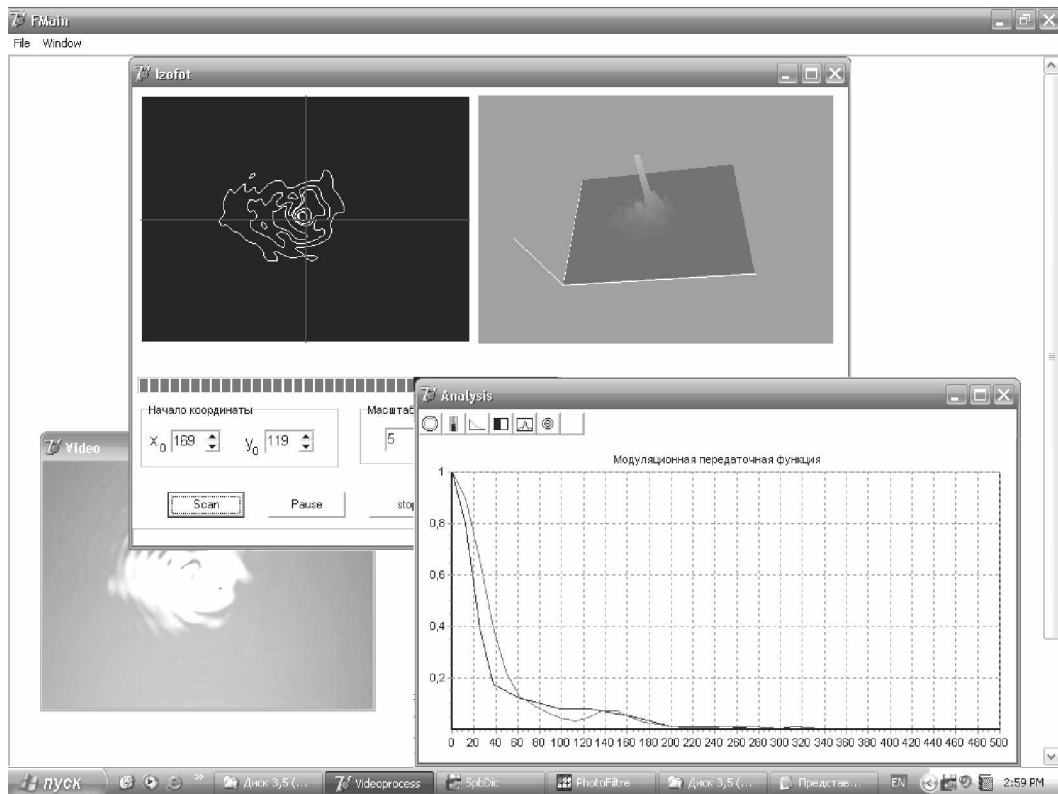


Рис. 4. Главное окно программы

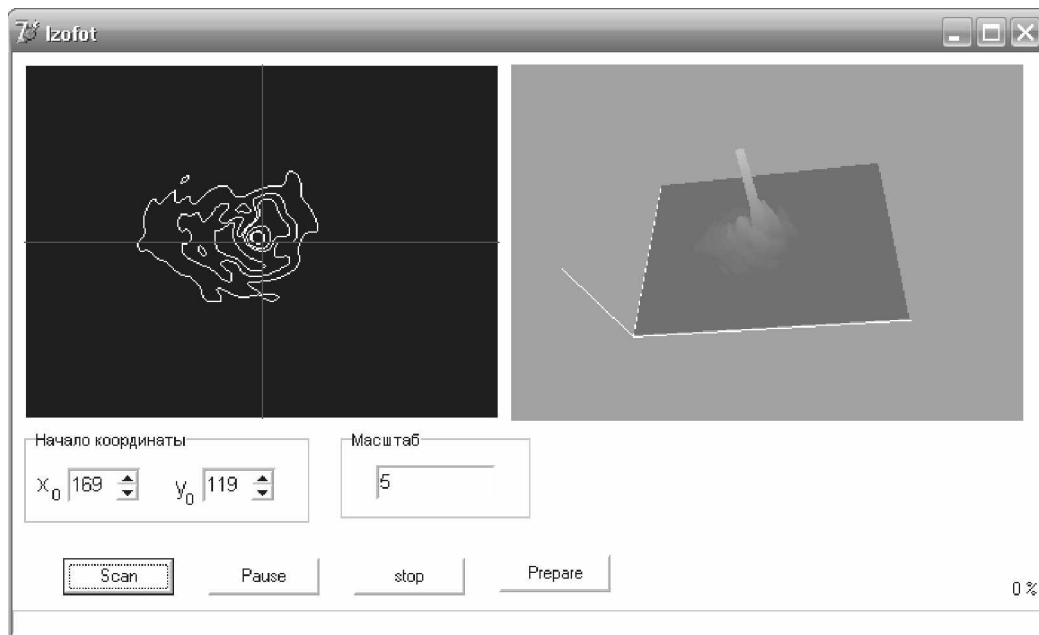


Рис. 5. Окно компонента «Изофот»

Для иллюстрации всех этапов работы программы исследуемым объективом служил фотообъектив Гелиос-44. На рис. 5 показаны изофотограмма и объемный график ФРТ, полученные после процесса сканирования. На рис. 6 показан график ФРТ. На рис. 7 показаны результаты обработки измеренных данных ФРТ.

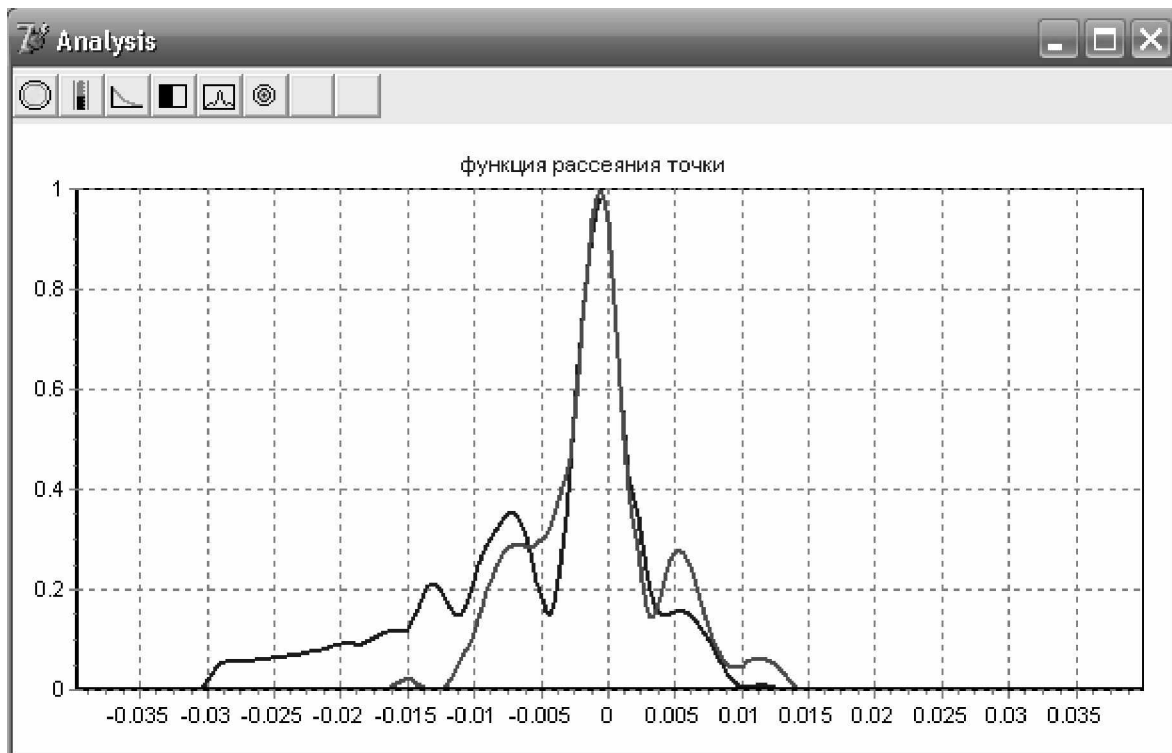


Рис. 6. Окно компонента «Анализ»

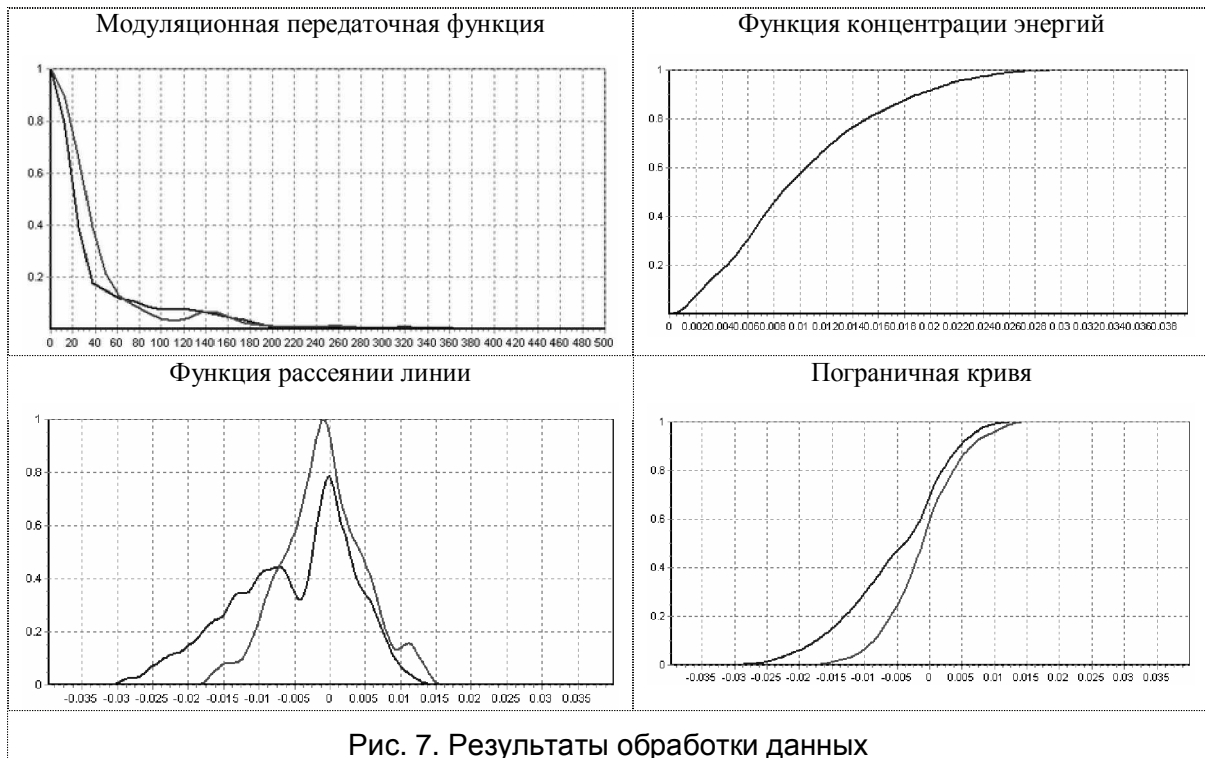


Рис. 7. Результаты обработки данных

Заключение

Для устранения недостатков традиционных методов прямого определения ФРТ, основанных на сканировании, и модернизации разработанных изофотометрических методов экспериментального исследования характеристик качества изображения оптических систем эти методы развиты в работе в направлении их компьютеризации.

Выполнена разработка алгоритмического и программного обеспечения для установки контроля качества изображения объектива.

Литература

1. Кирилловский В.К. Оптические измерения Часть 4. Оценка качества оптического изображения и измерение его характеристик. СПб: СПбГУ ИТМО, 2005.
2. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. М.: Машиностроение. 1987.
3. Еськова Л.М., Гаврилин Д.В. Компьютерные методы контроля оптики. Учебно-методическое пособие к лабораторному практикуму. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004.
4. Оптический производственный контроль. / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985.
5. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. Л.: Машиностроение, 1984.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОНТРОЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА УГЛОИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ОЭС С ИЗБИРАТЕЛЬНОЙ ИНВАРИАНТНОСТЬЮ

Син Сянмин

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор И.А. Коняхин

Получены соотношения между параметрами оптико-электронных автоколлимационных систем измерения пространственного положения объектов, позволяющие уменьшить погрешность измерения вследствие взаимного влияния измерительных каналов.

Введение

Одним из направлений совершенствования оптико-электронных систем является использование новых методик проектирования, основанных на критерии инвариантности параметров измерительной системы [1, 2].

Рассмотрим частные инварианты, которые могут использоваться при проектировании определенного класса приборов, например, оптико-электронных систем позиционирования.

Структура углоизмерительной оптико-электронной системы (ОЭС) включает оптико-электронный автоколлиматор 1, установленный на некотором базовом объекте, а также отражающую оптическую систему – контрольный элемент 2, связанный с объектом, пространственное положение которого контролируется (рис. 1) [3].

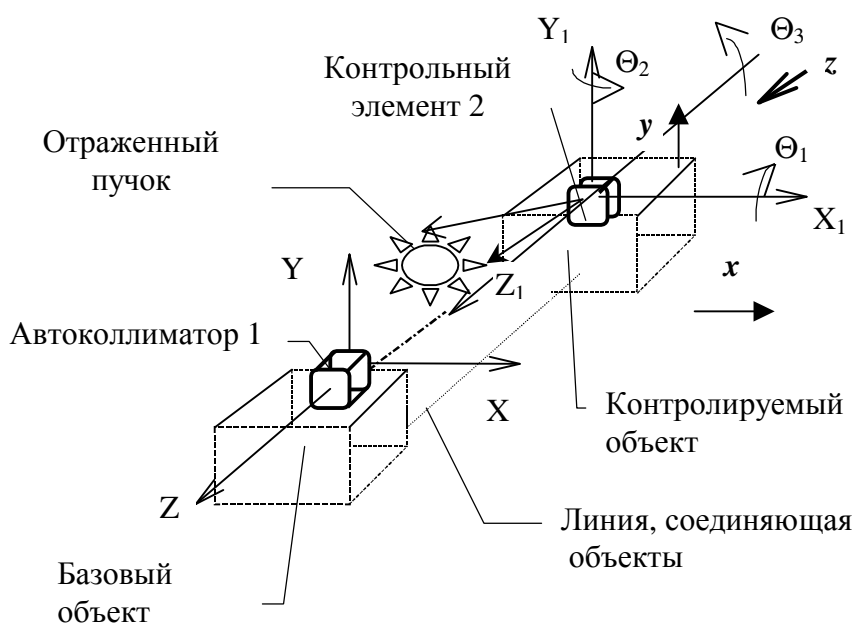


Рис. 1. Структура автоколлимационной углоизмерительной ОЭС

Автоколлиматор 1 функционально разделяется на излучающий канал, который служит для формирования пучка, падающего на контрольный элемент 2, и приемный канал, регистрирующий отраженный пучок.

Контрольный элемент (КЭ) 2 представляет собой отражающую оптическую систему, которая формирует отраженный пучок с требуемыми информативными параметрами (количество отраженных пучков, их интенсивность, углы расходимости, чувствительность к измеряемым параметрам позиционирования).

Если с базовым объектом связать неподвижную систему координат XYZ , а с контролируемым объектом – систему $X_1Y_1Z_1$, пространственное положение контролируемого объекта определяется шестью координатами: тремя линейными координатами – смещениями x, y, z начала O_1 подвижной системы координат относительно центра O неподвижной, а также тремя угловыми координатами – углами $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ поворота системы координат $X_1Y_1Z_1$ относительно осей системы координат XYZ .

Для построения эффективной ОЭС позиционирования КЭ должен обладать избирательной инвариантностью и формировать пучок, отдельные параметры которого инвариантны к одним пространственным координатам объекта и неинвариантны (чувствительны) к другим.

Указанная понятие *избирательного* инварианта понимается как соотношение, описывающее свойства некоторого объекта, в котором собственно инвариантна только некоторая часть.

Пусть $N = \{l_1, l_2, l_3, l_4, l_5, l_6\}$ – совокупность параметров отраженного пучка. Тогда для ОЭС полного пространственного позиционирования необходим синтез отражающей системы со следующей избирательной инвариантностью:

$$l_1 = \begin{cases} s_1(x) \\ \text{inv}(y, z, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (1) \quad l_2 = \begin{cases} s_2(y) \\ \text{inv}(x, z, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (2)$$

$$l_3 = \begin{cases} s_3(z) \\ \text{inv}(x, y, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (3) \quad l_4 = \begin{cases} s_4(\Theta_1) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (4)$$

$$l_5 = \begin{cases} s_5(\Theta_2) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_1, \Theta_3) \end{cases}, \quad (5) \quad l_6 = \begin{cases} s_6(\Theta_3) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_1, \Theta_2) \end{cases}. \quad (6)$$

В этом случае по величине каждого параметра l_i пучка реализуется независимое измерение одной из пространственных координат объекта при нечувствительности к остальным, при этом минимизируется погрешность измерения пространственного положения контролируемого объекта [4].

Синтез контрольного элемента ОЭС со свойством избирательной инвариантности

Рассмотрим отдельно задачу независимого измерения двух углов – так называемых коллимационных угловых координат Θ_1 и Θ_2 . В соответствии с выражениями (4) и (5) КЭ должен формировать отраженный пучок, каждый из двух параметров l_4, l_5 , которого был бы чувствителен к одной из коллимационных угловых координат Θ_1, Θ_2 и нечувствителен к остальным пяти пространственным координатам.

Инвариантность к линейным смещениям при чувствительности к угловым поворотам реализуется при работе КЭ в параллельном пучке лучей, который формируется автоколлиматором [5].

Алгоритм автоколлимационного измерения угловых координат имеет вид [3]:

$$\mathbf{B} = \mathbf{M}_\Theta \cdot \mathbf{A} = \mathbf{M}_r \cdot \mathbf{M}_d \cdot \mathbf{M}_r^{-1} \cdot \mathbf{A}, \quad (7)$$

где \mathbf{B} – орт отраженного пучка; \mathbf{A} – орт падающего на КЭ пучка; \mathbf{M}_Θ – матрица действия общего вида зеркально–призмной системы, образующей КЭ. Матрица действия \mathbf{M}_Θ общего вида определяется произведением матрицы действия \mathbf{M}_{dk} зеркально–призмной системы, записанной для некоторого исходного положения КЭ, и матриц прямого \mathbf{M}_r и обратного – \mathbf{M}_r^{-1} преобразований координат, описывающих поворот КЭ из исходного в текущее положение.

Матрица \mathbf{M}_r выражается через углы трех последовательных поворотов системы $X_1Y_1Z_1$ относительно своих координатных осей и может быть задана в виде произведе-

ния трех матриц, каждая из которых описывает поворот на угол Θ_1 , Θ_2 или Θ_3 относительно одной оси.

Следовательно, матрица M_r может быть задана шестью способами, соответствующими различной последовательности поворотов относительно трех координатных осей. Ориентация орта \mathbf{B} в пространстве инвариантна относительно последовательности поворотов, определяющих матрицу M_r . При малых величинах угловых координат матрица M_r определяется общим выражением (8), где значения параметров p , v и w , соответствующие различной последовательности поворотов, определяются столбцами 3, 4, 5 – см. табл. [3].

Последовательность поворотов относит. осей	Задаваемые угловые Координаты	Значения коэффициентов		
		p	v	W
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_1 - \Theta_2 - \Theta_3$	1	1	1
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_3 - \Theta_1 - \Theta_2$	0	0	1
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_2 - \Theta_3 - \Theta_1$	0	1	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_3 - \Theta_2 - \Theta_1$	0	0	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_2 - \Theta_1 - \Theta_3$	1	1	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_1 - \Theta_3 - \Theta_2$	1	0	1

Таблица. Коэффициенты матрицы преобразования координат

$$M_r = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2} \cdot (\Theta_3^2 + \Theta_2^2) & -\Theta_3 + (1-w) \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2 & \Theta_2 + (1-p) \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_3 \\ \Theta_3 + w \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2 & 1 - \frac{1}{2} \cdot (\Theta_3^2 + \Theta_1^2) & -\Theta_1 + (1-v) \cdot \Theta_2 \cdot \Theta_3 \\ -\Theta_2 + p \cdot \Theta_1 \cdot \Theta_2 & \Theta_1 + v \cdot \Theta_2 \cdot \Theta_3 & 1 - \frac{1}{2} \cdot (\Theta_2^2 + \Theta_1^2) \end{bmatrix} \quad (8)$$

Для обеспечения инвариантности к поворотам на угол Θ_3 относительно оси OZ_1 необходимо начальное ориентирование КЭ относительно осей системы $X_1Y_1Z_1$, при котором вектор его основного неизменного направления был бы коллинеарен OZ_1 [5].

Матрица M_{dk} действия зеркально-призмной системы, определяющей такой КЭ, имеет вид:

$$M_{dkz} = \begin{bmatrix} \cos(\omega) & -\sin(\omega) & 0 \\ \sin(\omega) & \cos(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & (-1)^k \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где k – количество отражений пучка, четное при положительном корне характеристического уравнения и нечетное при отрицательном; ω – угол поворота пучка относительно вектора основного неизменного направления ОНН при отражении.

Определим составляющие орта \mathbf{B} отраженного пучка, подставив в выражение (7) матрицы (8),(9) и полагая падающий пучок осевым: $A = [0 \ 0 \ -1]^T$, k – нечетное.

$$x = (\cos(\omega) + 1) \cdot [\Theta_2 - \Theta_1 \cdot \Theta_3 \cdot (p-1)] + \sin(\omega) \cdot [\Theta_1 + \Theta_2 \cdot \Theta_3 \cdot (v-1)], \quad (10)$$

$$y = (\cos(\omega) + 1) \cdot [-\Theta_1 - \Theta_2 \cdot \Theta_3 \cdot (v-1)] + \sin(\omega) \cdot [\Theta_2 + \Theta_1 \cdot \Theta_3 \cdot (p-1)] \quad (11)$$

Как следует из выражений (10), (11), инвариантность параметров x , y отраженного пучка по отношению к неизмеряемому углу Θ_3 реализуется при значениях $p=1$ и $v=1$ матрицы преобразования координат M_r .

Составляющая x орта \mathbf{B} инвариантна к углу поворота Θ_2 , а составляющая y инвариантна к углу Θ_1 при величине параметра матрицы M_{dkz} действия $\omega = 0^\circ$. Значениям $k=1$ и $\omega = 0^\circ$ соответствует типичный КЭ для автоколлимационных измерений – плоское зеркало [5].

Выполним синтез КЭ для автоколлимационных измерений, соответствующий значению $k=3$ матрицы действия.

Пусть $\omega = 180^\circ + \Delta$, где Δ – малый угол. Выражения (10), (11) принимают вид:

$$x = (-\Theta_2 \cdot \Delta) \cdot \frac{-\Delta}{2} - \Theta_1 \cdot \Delta \quad (12)$$

$$y = (-\Theta_1 \cdot \Delta) \cdot \frac{\Delta}{2} - \Theta_2 \cdot \Delta \quad (13)$$

Введем в рассмотрение некоторый малый угол $\phi = \Delta/2$ ($\sin(\phi) \approx \Delta/2$, $\cos(\phi) \approx 1$).

Тогда выражения (12), (13) принимают вид:

$$x = -y_\phi \cdot \sin(\phi) + x_\phi \cdot \cos(\phi) \quad (14)$$

$$y = -x_\phi \cdot \sin(\phi) + y_\phi \cdot \cos(\phi), \quad (15)$$

где x_ϕ и y_ϕ – составляющие орта \mathbf{B} по осям системы координат $X_\phi Y_\phi Z_\phi$, повернутой на малый угол $\phi = \Delta/2$ относительно оси OZ неподвижной системы координат XYZ

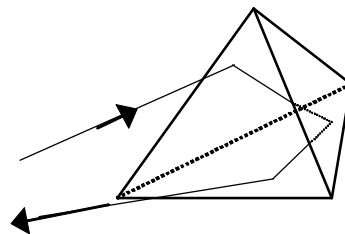
Составляющие орта отраженного пучка в системе координат $X_\phi Y_\phi Z_\phi$ определяются как

$$x_\phi = -\Theta_1 \cdot \Delta \quad (16)$$

$$y_\phi = -\Theta_2 \cdot \Delta, \quad (17)$$

что соответствует требуемой инвариантности параметра пучка x_ϕ по углу Θ_2 и параметра y_ϕ – по углу Θ_1 .

Значениям $k=3$ и $\omega = 180^\circ \pm \Delta$, где Δ – малый угол, соответствует КЭ в виде тройного зеркала с некопланарными нормальными, двугранные углы между которыми на малый угол отличаются от прямого (см. рис. 2).



Пучок для измерения коллимационных углов

Рис. 2. Конфигурация синтезированного контрольного элемента

Из выражений (16), (17) следует, что рассматриваемый КЭ имеет коэффициент преобразования по измеряемому углу значительно меньший, чем плоское зеркало ($\Delta \ll 2$). Это позволяет увеличить дистанцию работы углоизмерительной ОЭС по сравнению с угломерами, использующими плоское зеркало.

Заключение

Синтезирован контрольный элемент (КЭ) для автоколлимационной ОЭС с избирательной инвариантностью по коллимационным углам. Особенностью КЭ является его малый коэффициент преобразования по измеряемым углам, что позволяет увеличить дистанцию измерения по сравнению с вариантом использования плоского зеркала.

Литература

1. Коняхин И.А., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Об инвариантности в оптико-электронных приборах и системах. // VI Международная конференция «Прикладная оптика», 18-21 октября 2004 г., СПб, Россия. Сборник трудов. Том. 1 «Оптическое приборостроение». СПб, 2004. С. 46-48.
2. Теория оптических систем. Учебник для вузов / Б.Н. Бегунов, Н.П. Заказнов, С.Н. Кирюшин, В.И. Кузичев. М.: Машиностроение, 1981. 432 с., ил.
3. Джабиев А.Н., Коняхин И.А., Панков Э.Д. Автоколлимационные углоизмерительные средства мониторинга деформаций. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2000. 197 с.
4. Высокоточные угловые измерения / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Мескин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
5. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982. 128 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКОЙ ДИСТОРСИИ

К.В. Ежова

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор Н.Б. Вознесенский

В статье рассматривается возможность применения разложения фотограмметрической дисторсии по базисным полиномам Цернике. Такое разложение фотограмметрической дисторсии позволяет разделить ее на центрированные и нецентрированные компоненты, что позволяет оценить присутствие в оптической системе ошибок сборки и изготовления.

Введение

В последнее время получили большое распространение оптические системы типа проекционных объективов, которые используются в разнообразных современных технологиях. Отличительной особенностью систем такого класса является необходимость обеспечения высокоточного преобразование не только тонкой структуры объекта, но и всей его геометрии с высокой точностью. К таким системам относятся, прежде всего, системы для фотолитографии, но предназначенные не только для производства «микрочипов», но также и достаточно больших по площади схем соединений, используемых в производстве ЖК мониторов и других устройств современной электроники [1].

Такие системы должны быть не только скорректированы на минимизацию зональных aberrаций для отдельных точек поля зрения, но и обладать минимальными aberrациями по всему полю зрения, и коррекция полевых aberrаций, в том числе дисторсии, должна быть такого же высокого уровня, как и коррекция aberrаций, определяющих контраст изображения тонкой структуры объекта [1]. В большей же части средств проектирования и анализа оптических систем анализ дисторсии оторван от анализа качества изображения, что для такого типа систем недопустимо.

В задачу работы, которая сейчас проводится, входит исследование и анализ дисторсии в оптических системах при наличии ошибок изготовления и сборки. Дисторсия является хорошим индикатором наличия несимметричных ошибок в оптической системе. Для этого рассматривается фотограмметрическая дисторсия [2], т.е. дисторсия, которая не содержит ошибки увеличения (другими словами – из которой исключено изменение увеличения, вызванное дисторсией).

Разработка математического аппарата

В процессе сборки всего объектива в корпус в целом и юстировки, которая производится по измерениям дисторсии, по результатам математической обработки дисторсии существует возможность оценить довольно точно наличие децентрировок в системе, а также ошибки воздушных промежутков, которые вызывают дополнительное изменение центрированных компонентов дисторсии (бочко- или подушкообразное) [2]. Все это возможно благодаря разделению дисторсии на центрированные и нецентрированные компоненты с помощью разложения по полиномам Цернике.

Для математического моделирования фотограмметрической дисторсии, возникающей в результате децентрировок при сборке оптических систем, необходимо применение математического моделирования такой дисторсии с помощью косинусных и синусных полиномов Цернике, которые и формируют разложение фотограмметрической дисторсии по полевым координатам.

Полиномы Цернике известны в оптике как базис разложения волновых aberrаций [3], но их использование в данной работе позволяет разделить направления децентрировок.

Для вычисления отдельных компонентов дисторсии рассмотрим поле зрения, которое представляет собой круг [3], каждая точка предмета определяется относительными координатами σ_x и σ_y , которые образуют вектор σ (рис. 1).

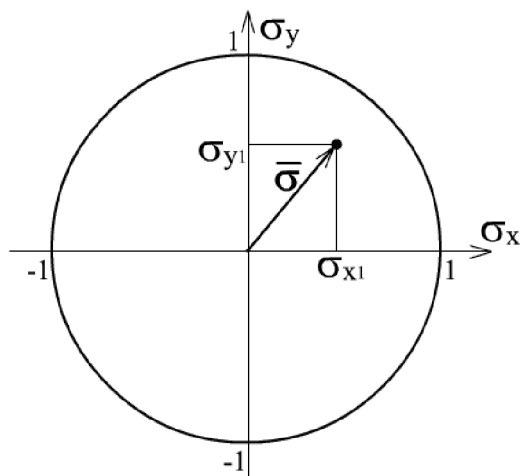


Рис. 1. Поле зрения в относительных координатах

В реальных координатах каждая точка описывается двумя координатами x и y , которые задаются в микрометрах. Переход между реальными координатами и относительными осуществляется по формуле

$$\sigma_x = \frac{x}{r}. \quad (1)$$

Для учета влияния дисторсии на изображение необходимо вписать в поле зрения сетку с определенным, заранее заданным, числом ячеек (рис. 2).

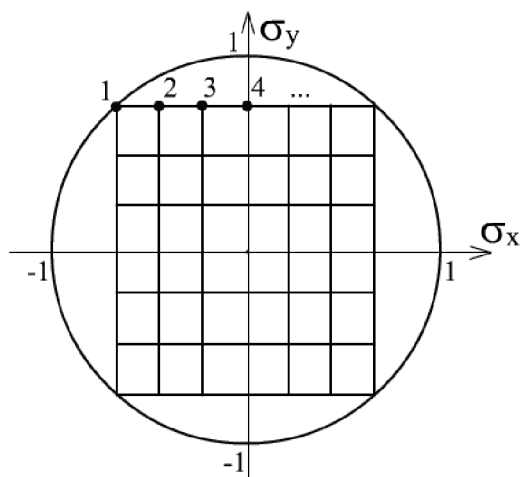


Рис. 2. Поле зрения. Сетка

В этом случае при отсутствии дисторсии получаем изображение, аналогичное полю зрения, если же дисторсия присутствует, то сетка искажается (рис. 3).

По характеру искажения сетки можно определить, какими коэффициентами вызвана дисторсия.

В ходе работы было создано искажение сетки путем смещения вершин сетки от их номинального положения в поле зрения. Для этого необходимо сделать следующее.

Для каждой точки поля зрения вычисляются радиальные полиномы с использованием рекуррентного соотношения Форсайта R . Затем, с учетом порядка разложения, формируются наборы косинусных P_C и синусных P_S полиномов [3].

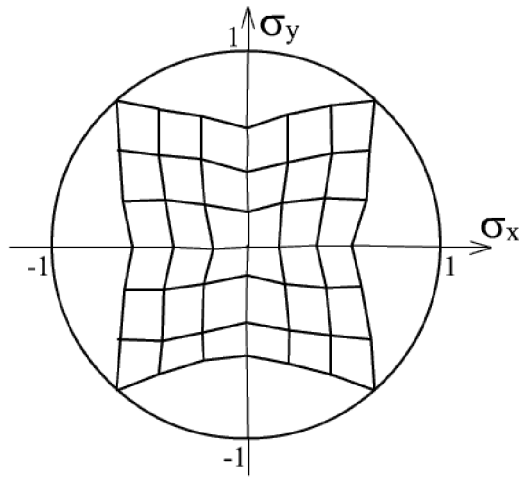


Рис. 3. Изображение с учетом влияния дисторсии

Следующий этап создания математической модели – учет синусных и косинусных коэффициентов. Для этого получаем поле зрения, описанное следующим образом: матрицей (2), по столбцам которой располагаются полиномы, по строкам – точки – матрицу полиномов:

$$\begin{pmatrix} P_0(\sigma_{x_1}, \sigma_{y_1}) & P_1(\sigma_{x_1}, \sigma_{y_1}) & \dots \\ P_0(\sigma_{x_2}, \sigma_{y_2}) & P_1(\sigma_{x_2}, \sigma_{y_2}) & \dots \\ P_0(\sigma_{x_3}, \sigma_{y_3}) & P_1(\sigma_{x_3}, \sigma_{y_3}) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (2)$$

При перемножении матрицы полиномов на вектор коэффициентов полиномов Цернике, заданных заранее, получаем смещение каждой точки поля, относительно номинального положения в соответствии с выражениями (3) и (5).

$$\Delta \mathbf{X}' = \frac{\lambda}{NA} \cdot k_{SC} \cdot \mathbf{P}_S \cdot \mathbf{S}, \quad (3)$$

$$\Delta \mathbf{X}' = \begin{pmatrix} \Delta x'_1 \\ \Delta x'_2 \\ \dots \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\Delta \mathbf{Y}' = \frac{\lambda}{NA} \cdot k_{SC} \cdot \mathbf{P}_C \cdot \mathbf{C}, \quad (5)$$

$$\Delta \mathbf{Y}' = \begin{pmatrix} \Delta y'_1 \\ \Delta y'_2 \\ \dots \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{S} – массив синусных коэффициентов, \mathbf{C} – массив косинусных коэффициентов. Для наглядности задаем коэффициент масштабирования k_{SC} , для перехода к реальным координатам задаем коэффициент $\frac{\lambda}{NA}$ (принимая $\lambda = 365 \text{ нм}$, $NA = 0.06$). В результате получаем вектор (4), который описывает смещение по оси x для каждой точки изображения и (6), смещение по оси y для каждой точки изображения.

Таким образом, изображение сетки с учетом влияния дисторсии, описанной с помощью коэффициентов полиномов Цернике, формируется по вершинам сетки с учетом в двух направлениях смещения координат вершин, вызванных влиянием дисторсии, т.е. координаты каждой точки на изображении определяются по формулам (7) и (8):

$$x' = x + \Delta x, \quad (7)$$

$$y' = y + \Delta y. \quad (8)$$

Получили искажение квадратной сетки, вписанной в окружность, которая представляет поле зрения, т.е. для каждой точки получили смещение по двум осям координат относительно ее номинального положения в сетке (рис. 4).

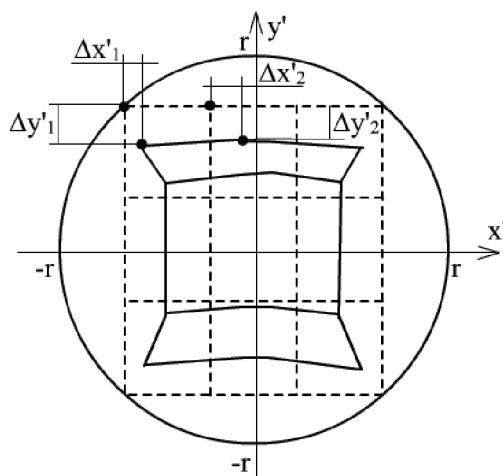


Рис. 4. Смещение точек сетки от номинального положения

Анализ результатов

При влиянии только косинусных полиномов (при задании только косинусных коэффициентов полиномов Цернике) сетка искажается только по вертикали, ее горизонтальные координаты не изменяются (рис. 5а), только синусных – искажение происходит только по горизонтали, вертикальные координаты не изменяются (рис. 5б).

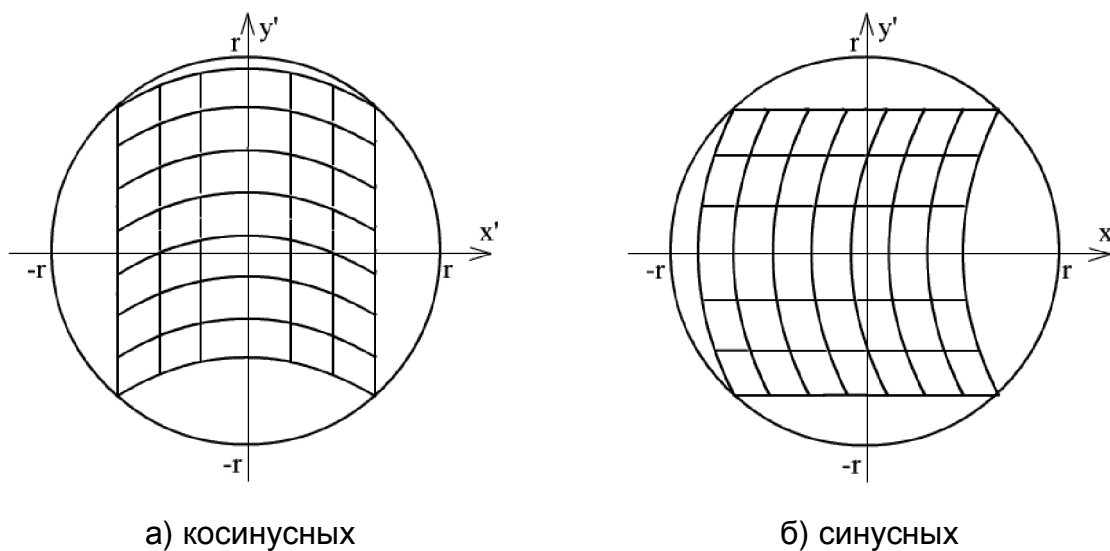


Рис. 5. Изображение с учетом влияния отдельных полиномов

Заключение

Использование математического аппарата подобного рода позволяет подготовить создание комплекса программ для анализа измерений поперечных аберраций и использовать результаты обработки этих измерений при юстировке прецизионных оптических систем.

Литература

1. Donis Flagello et al. Towards a comprehensive control of full-field image quality in optical lithography. / In Optical Microlithography X, Gene E. Fuller. // Proceedings of SPIE. 1997. Vol. 3051. P.672–686.
2. Русинов М.М. Инженерная фотограмметрия. М.: Недра, 1966. 247 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПЕРВИЧНОЙ ОПТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЗАДАННОГО СВЕТОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

А.А. Калинин, К.Ю. Калининчев

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор С.М. Латыев

В работе рассматривается вопрос расчета первичной оптики при проектировании полупроводниковых излучателей. В рамках построения модели оптической системы эффективного светодиода предлагается метод определения формы поверхности полимерной линзы, обеспечивающей формирование заданной диаграммы направленности излучения.

Введение

Задачей оптического расчета при проектировании полупроводниковых излучающих диодов (светодиодов) является получение оптической системы, позволяющей вывести максимально возможное количество энергии от первичного источника (полупроводникового кристалла) в заданный угол. Традиционно эта задача решается установкой полимерной линзы на кристалл. С одной стороны, линза увеличивает световую мощность кристалла за счет снижения потерь на полном внутреннем отражении, а с другой – формирует требуемое светораспределение от конечного изделия [1].

Широко используемые линзы с куполом сферической формы во многих случаях не способны обеспечить желаемое распределение светового потока, излучаемого кристаллом. Какие-либо расчеты первичной оптики светодиодов в данном случае практически не проводятся. Форма диаграммы направленности варьируется в зависимости от расстояния от плоскости монтажа кристалла до вершины сферической линзы [2].

Другим методом решения поставленной задачи является расчет профиля линзы в приближении точечного, равнояркого первичного источника, диаграмма направленности которого описывается законом Ламберта. Данный подход основан на том, что диаграмму направленности кристалла при излучении в воздух действительно с высокой степенью точности можно описать подобным образом [3].

Предлагаемый к рассмотрению метод расчета систем первичной оптики для полупроводниковых излучателей основан на сопоставлении потоков излучения по обе стороны границы раздела «полимерная линза – внешняя среда». Кристалл представляется как источник, излучающий по закону, отличному от закона Ламберта, что позволяет с большей точностью моделировать процесс распространения излучения в светодиоде. В работе рассматривается задача определения формы поверхности полимерной линзы, обеспечивающей формирование требуемой диаграммы направленности излучения светодиода. Представлены результаты расчета профиля линзы под заданную диаграмму направленности, выполненного по предложенному методу.

Алгоритм расчета первичной оптики светодиодов

Описываемый ниже алгоритм позволяет численно решить задачу определения профиля купола линзы. Предполагается, что отсутствуют какие-либо другие конструктивные элементы, влияющие на прохождение световых лучей от кристалла (например, отражатели), и что желаемая диаграмма направленности, так же как и линза, являются осесимметричными. Исходными данными для расчета служат: (1) диаграмма направленности светоизлучающего кристалла, рассматриваемого как точечный источник; (2) требуемая диаграмма направленности, формируемая линзой; (3) расстояние от кристалла до вершины линзы; (4) показатель преломления полимерного материала линзы, определенный для данной длины волны излучения.

Результатом расчета является массив точек профиля, причем шаг между ними может быть сколь угодно малым. В дальнейшем, при необходимости, полученная табличная функция профиля может быть аппроксимирована кривой второго или более высокого порядка.

Перед началом расчета производится нормирование диаграммы направленности светоизлучающего кристалла (далее – входная диаграмма направленности) и требуемой диаграммы направленности, формируемой линзой (далее – выходная диаграмма направленности), к одному потоку. Таким образом, потери, обусловленные поглощением материала полимерной линзы и френелевские потери на границе раздела «полимер – воздух» в расчете не учитываются ввиду их малости, даже несмотря на то, что величина этих потерь зависит от угла излучения.

Далее по известным входной и выходной диаграммам направленности строятся соответствующие кривые нарастания зональных световых потоков (рис. 1).

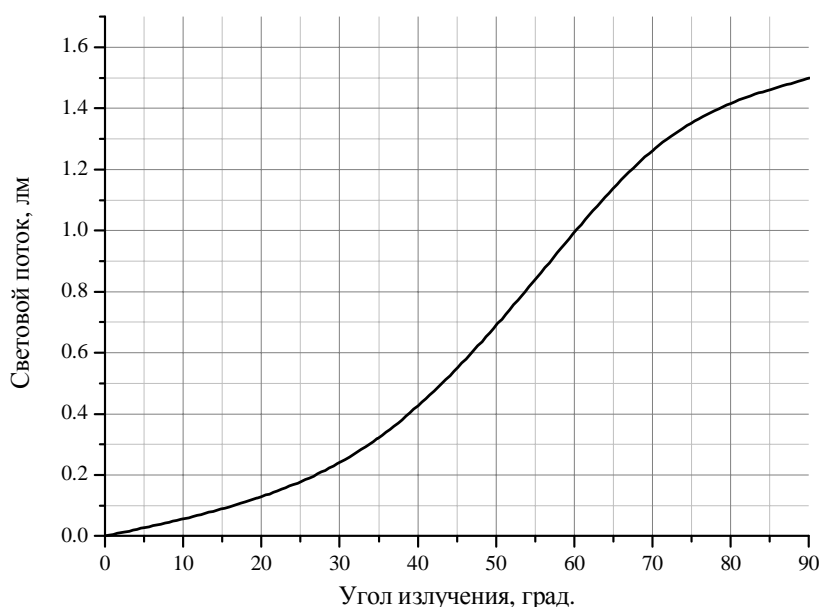


Рис. 1. Кривая нарастания зональных световых потоков

Важно понимать, что площадь, ограниченная кривой нарастания зональных световых потоков, не имеет физического смысла. Она лишь определяет, какая часть светового потока кристалла выводится в некоторый телесный угол Θ , определяемый соответствующим плоским углом излучения α (рис. 2).

Максимальное значение на этой кривой соответствует полному световому потоку кристалла, угол α при этом близок к 90° .

Метод расчета основан на том, что для любого телесного угла $\Theta_{i,ex}$ найдется такой телесный угол $\Theta_{i,вых}$, внутри которого распространяется такой же световой поток. При этом телесный угол $\Theta_{i,вых}$ может быть как больше, так и меньше телесного угла $\Theta_{i,ex}$, в зависимости от того, меньшую или большую силу света необходимо получить в данном диапазоне углов, соответственно. Нахождение $\Theta_{i,вых}$ производится по кривым нарастания зональных световых потоков, построенных для входной и выходной диаграмм направленности, как показано на рис. 3.

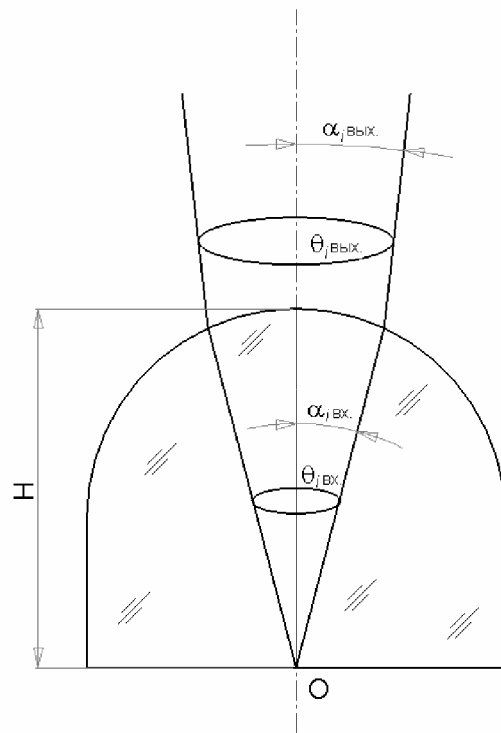


Рис. 2. Распространение осевого пучка через линзу светодиода

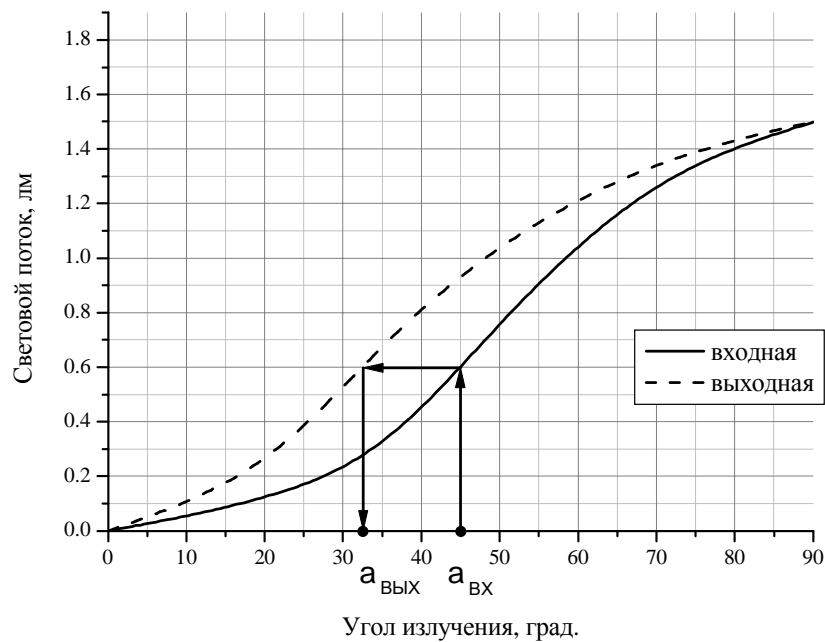


Рис. 3. Кривые нарастания зональных световых потоков для входной и выходной диаграмм направленности

Стрелками указано, как для любого i -го $\Theta_{i,вх}$ по соответствующему плоскому углу $\alpha_{i,вх}$ определяется $\Theta_{i,вых}$. Эта операция производится для всех лучей, исходящих из точки О (рис. 2) под углами $\alpha_{i,вх}$, находящимися в диапазоне $[0;90]$ градусов.

Следующий шаг – для каждого входного луча a , исходящего из точки О под углом $\alpha_{i,вх}$ и попадающего на поверхность линзы в точке А, находится такой угол на-

клона касательной G к преломляющей поверхности линзы, что преломленный луч a' выходит под ранее определенным углом $\alpha_{i,вых}$ (рис. 4).

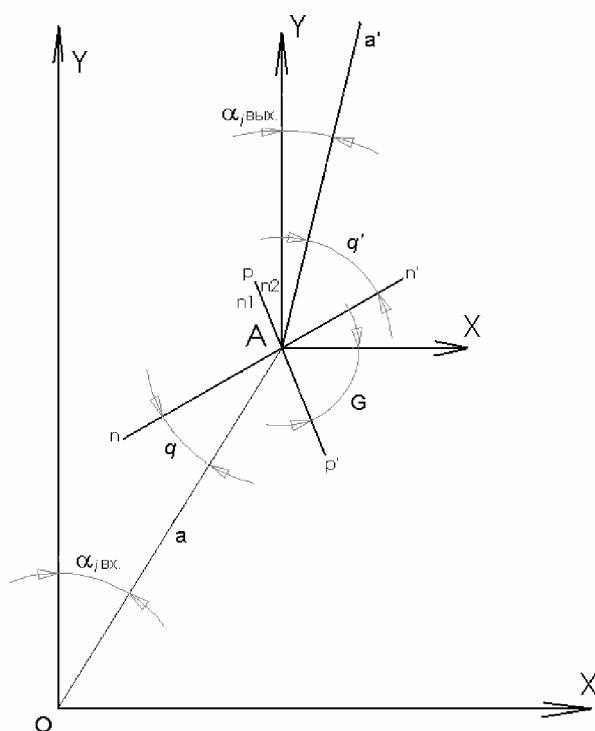


Рис. 4. Нахождение угла наклона касательной G к поверхности линзы

Нахождение угла G сводится к решению системы уравнений:

$$\begin{cases} G = \alpha_{i,вх} + q \\ G = \alpha_{i,вых} + q' \end{cases} \quad (1)$$

при этом углы падения и преломления q и q' связаны законом Снеллиуса: $\frac{\sin q}{\sin q'} = \frac{n_2}{n_1}$.

Решение системы уравнений (1) можно записать в следующем виде:

$$G = \alpha_{i,вх} - \arctan \left[n_{21} \cdot \frac{\sin(\alpha_{i,вх} - \alpha_{i,вых})}{n_{21} \cdot \cos(\alpha_{i,вх} - \alpha_{i,вых}) - 1} \right],$$

где n_{21} – относительный показатель преломления на границе раздела «линза – внешняя среда». Если линза в воздухе, то n_{21} равен обратному значению показателя преломления материала линзы.

Определив таким образом угол наклона касательной к профилю в каждой точке пересечения луча с поверхностью линзы, можно переходить к нахождению координат точек профиля линзы. Координаты точек определяются последовательно, как показано на рис. 5.

Построение профиля ведется от осевой точки A , координата y которой известна из начальных условий и равна H . Первая внеосевая точка профиля B строится на первом внеосевом луче a таким образом, чтобы касательная к профилю линзы в точке B , идущая под углом G к оси абсцисс, проходила через предыдущую точку профиля, т.е., в данном случае, через точку A . Аналогично, на следующем входном луче b строится точка C , при этом касательная к профилю в этой точке должна проходить через точку B . Таким образом, на каждом входном луче строится одна точка профиля линзы. При достаточно большом количестве рассчитываемых точек (несколько сотен) можно обойтись без интерполяции. Построение профиля должно производиться до тех пор, пока

его высота не достигнет величины H (это возможно, если ширина выходной диаграммы направленности значительно превышает ширину входной диаграммы направленности), либо пока угол G не превысит 90° . В последнем случае расчет можно считать законченным, а до требуемой высоты H линзу дополнить цилиндрической или конической поверхностями.

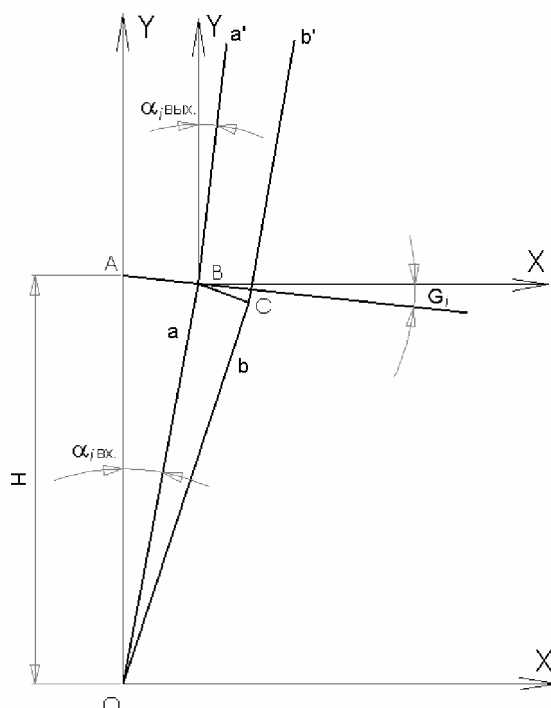


Рис. 5. Нахождение координат точек профиля линзы

Результат работы алгоритма на примере расчета профиля линзы полупроводникового излучателя с шириной диаграммы направленности 20°

На основе предложенного алгоритма был выполнен расчет профиля линзы светодиода диаметром 5 мм с заданным углом излучения по половинному уровню относительной силы света – 20° . Входная диаграмма направленности соответствовала излучению кристалла с доминантной длиной волны 625 нм в полимерной среде. В качестве выходной была задана П-образная диаграмма направленности, являющаяся наиболее оптимальной с точки зрения вывода энергии излучения в требуемый угол. В рамках сотрудничества с НПО «Светлана» были изготовлены опытные образцы светодиодов (рис. 6), профиль первичной оптики которых был рассчитан по предложенному алгоритму.



Рис. 6. Светодиод СИД-5Э-625-20

Измерения светотехнических характеристик полученных полупроводниковых излучателей показали достаточно высокое совпадение формы типовой экспериментальной диаграммы направленности с формой диаграммы направленности, участвующей в расчете профиля линзы (рис. 7).

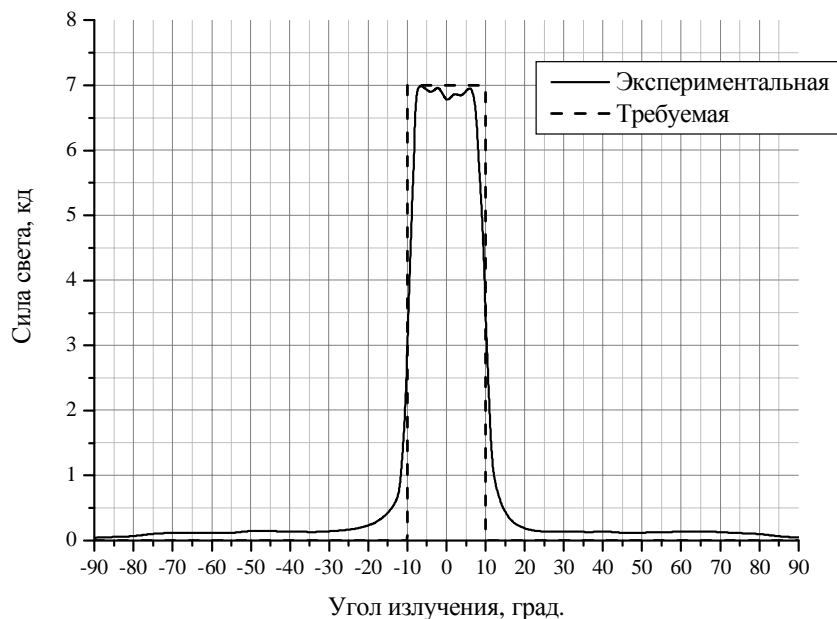


Рис. 7. Сравнение форм экспериментально полученной и заданной диаграмм направленности

В частности, угол излучения по половинному уровню относительной силы света экспериментальных светодиодов оказался равен заложенному в расчет и составил 20° . Полученные светодиоды характеризуются высоким процентом вывода энергии излучения в данный угол, достигающим 50 %.

Заключение

В данной работе была предложена методика расчета первичной оптики полупроводниковых излучающих диодов для обеспечения заданного светораспределения (диаграммы направленности). Методика основана на балансе потоков излучения в полимерной линзе светодиода и во внешней среде. Изготовленные полупроводниковые излучатели с профилем линзы, рассчитанным по предложенному алгоритму, показали по итогам светотехнических измерений достаточно высокие результаты в достижении требуемой диаграммы направленности.

Литература

1. Берг А., Дин П. Светодиоды. / Пер. с англ. под ред. А.Ю. Юновича. М.: Мир, 1979. 220 с.
2. Коган Л.М. Полупроводниковые диоды: современное состояние // Светотехника. 2000. №6. С.11–15.
3. Zukauskas A., Shur M., Caska R. Introduction to solid-state lighting. NY.: John Wiley and Sons Inc., 2002. 159 p.

РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ДВУХЛИНЗОВЫХ СКЛЕЕННЫХ ОБЪЕКТИВОВ С УЧЕТОМ КЛЕЯ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Е.В. Смирнова

Научный руководитель – доцент Г.В. Егоров

В работе предложен метод расчета погрешности фокусных расстояний в партии серийно изготавливаемых двухлинзовых ахроматических объективов. В частности, показано, как с помощью разработанного алгоритма можно исследовать влияние технологических погрешностей изготовления двухлинзовых склеенных объективов и обосновать допуски на изготовление его деталей.

В работе предлагается метод расчета погрешностей фокусных расстояний двухлинзовых склеенных объективов, излагается точный алгоритм расчета частичных и суммарных погрешностей фокусных расстояний объективов.

При помощи разработанного алгоритма можно решить ряд задач:

- исследовать влияние технологических погрешностей изготовления двухлинзовых склеенных объективов и обосновать допуски на изготовление его деталей;
- обеспечить обоснованное нормирование погрешностей фокусных расстояний на сборочных чертежах двухлинзовых склеенных объективов;
- произвести расчет фокусируемых подвижек двухлинзовых склеенных объективов;
- произвести расчет габаритных размеров конструкций с двухлинзовыми склеенными объективами;
- учесть влияние окружающей среды (температуры, давления, влажности).

В расчетах для обоснования данного алгоритма будем опираться на задачу Г.В. Погарева [1], где определяется, в каких пределах от расчетного значения могут отклоняться фокусные расстояния в партии изготавливаемых двухлинзовых склеенных объективов без учета марки используемого клея. В нашем случае расчет погрешностей фокусных расстояний склейки производится с учетом марки клея, который вносит, в свою очередь, дополнительные погрешности.

Допускаемые отклонения основного показателя преломления оптических стекол и клея, погрешности толщин по оптической оси, число интерференционных колец, определяющее отклонение стрелки кривизны поверхности линзы от стрелки кривизны поверхности пробного стекла, – все эти первичные погрешности смоделированы для партии, состоящей из 1000 штук серийно изготавливаемых двухлинзовых склеенных объективов. Будем считать, что распределение погрешностей подчиняется нормальному закону Гаусса. Статистическая обработка полученных значений погрешностей проводится методом статистических испытаний, суть которого заключается в получении выборки случайной погрешности измерений фокусного расстояния двухлинзового склеенного объектива. Эта выборка представляет собой массив, состоящий из $N=1000$ значений погрешностей измерения фокусного расстояния. В целом обработке подлежит 10000 значений погрешностей.

Моделирование первичных погрешностей производим с помощью MathCAD. Для этого необходимо задать практически предельное отклонение данной первичной погрешности δ , число обрабатываемых данных N , среднее значение $M=0$ (так как система симметрична) и стандартное среднеквадратическое отклонение $\sigma = \delta/3$. Полагая, что распределение погрешностей подчиняется нормальному закону Гаусса, при помощи функции $\text{norm}(N, M, \sigma)$ получаем массив данных из 1000 значений конкретной первичной погрешности. Проводим проверку значения стандартного отклонения, производим расчет статистических характеристик каждой первичной погрешности и записываем полученные результаты в файл.

Рассмотрим склейку со следующими номинальными конструктивными параметрами:

$$\begin{aligned} r_{01} &= 53.21 \quad d_{01} = 9.17 \quad n_{01} = 1 \quad D_1 = 27 \\ r_{02} &= -39.45 \quad d_{02} = 0.02 \quad n_{02} = 1.5163 \quad (\text{K8}) \\ r_{03} &= -39.45 \quad d_{03} = 2.18 \quad n_{03} = 1.54 \quad D_2 = 27 \\ r_{04} &= -126.47 \quad n_{04} = 1.6475 \quad (\text{ТФ1}) \\ n_{05} &= 1, \end{aligned}$$

где $r_{01} - r_{04}$ – радиусы кривизны поверхностей линз, мм; n_{02}, n_{04} – их показатели преломления; n_{03} – показатель преломления клея; d_{01}, d_{03} – толщины линз вдоль оптической оси, мм; d_{02} – толщина слоя клея, мм; D_1, D_2 – световые диаметры линз, мм.

Произведем расчет стандартного хода параксиального луча через номинальную склейку [2] и определим ее расчетные параметры:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0 \quad h_1 = 1 \\ a_2 &= \left(\frac{n_{01}}{n_{02}} \right) \cdot a_1 + h_1 \cdot \left(\frac{n_{02} - n_{01}}{n_{02} \cdot r_{01}} \right) \quad h_2 = h_1 - a_2 \cdot d_{01} \\ a_3 &= \left(\frac{n_{02}}{n_{03}} \right) \cdot a_2 + h_2 \cdot \left(\frac{n_{03} - n_{02}}{n_{03} \cdot r_{02}} \right) \quad h_3 = h_2 - a_3 \cdot d_{02} \\ a_4 &= \left(\frac{n_{03}}{n_{04}} \right) \cdot a_3 + h_3 \cdot \left(\frac{n_{04} - n_{03}}{n_{04} \cdot r_{03}} \right) \quad h_4 = h_3 - a_4 \cdot d_{03} \\ a_5 &= \left(\frac{n_{04}}{n_{05}} \right) \cdot a_4 + h_4 \cdot \left(\frac{n_{05} - n_{04}}{n_{05} \cdot r_{04}} \right). \end{aligned}$$

Рассчитав ход параксиального луча через номинальную склейку, находим значение номинального фокусного расстояния и значение заднего фокального отрезка склеенного объектива:

$$f'_0 = \frac{h_1}{a_5} = 88.129 \text{ мм}, \quad S'_{f'_0} = \frac{h_4}{a_5} = 82.18 \text{ мм}.$$

Найдем статистические погрешности радиусов линз склейки с учетом смоделированных данных:

1) для радиуса первой поверхности:

$$r_{01} = 53.21 \text{ мм}, \quad \Delta r_{1i} = \frac{4 \cdot r_{01}^2 \cdot \Delta N_{1i} \cdot \lambda}{D_1^2};$$

2) для радиуса второй поверхности:

$$r_{02} = -39.45 \text{ мм}, \quad \Delta r_{2i} = \frac{4 \cdot r_{02}^2 \cdot \Delta N_{2i} \cdot \lambda}{D_2^2};$$

3) для радиуса третьей поверхности:

$$r_{03} = -39.45 \text{ мм}, \quad \Delta r_{3i} = \frac{4 \cdot r_{03}^2 \cdot \Delta N_{3i} \cdot \lambda}{D_3^2};$$

4) для радиуса четвертой поверхности:

$$r_{04} = -126.47 \text{ мм}, \quad \Delta r_{4i} = \frac{4 \cdot r_{04}^2 \cdot \Delta N_{4i} \cdot \lambda}{D_4^2},$$

где ΔN – число интерференционных колец/полос, определяющее допуск формы поверхности; $\lambda = 0,005$ мм – длина волны.

Произведем расчет хода параксиального луча через реальную склейку:

$$a_1 = 0 \quad h_1 = 1$$

$$a_{2i} = \left(\frac{n_1}{n_{2i}} \right) \cdot a_1 + h_1 \cdot \left(\frac{n_{2i} - n_1}{n_{2i} \cdot r_{1i}} \right) \quad h_{2i} = h_1 - a_{2i} \cdot d_{1i}$$

$$a_{3i} = \left(\frac{n_{2i}}{n_{3i}} \right) \cdot a_{2i} + h_{2i} \cdot \left(\frac{n_{3i} - n_{2i}}{n_{3i} \cdot r_{2i}} \right) \quad h_{3i} = h_{2i} - a_{3i} \cdot d_{2i}$$

$$a_{4i} = \left(\frac{n_{3i}}{n_{4i}} \right) \cdot a_{3i} + h_{3i} \cdot \left(\frac{n_{4i} - n_{3i}}{n_{4i} \cdot r_{3i}} \right) \quad h_{4i} = h_{3i} - a_{4i} \cdot d_{3i}$$

$$a_{5i} = \left(\frac{n_{4i}}{n_{5i}} \right) \cdot a_{4i} + h_{4i} \cdot \left(\frac{n_{5i} - n_{4i}}{n_{5i} \cdot r_{4i}} \right)$$

Рассчитаем значения заднего фокусного расстояния и заднего фокального отрезка склейки в партии изготавливаемых двухлинзовых склеенных объективов:

$$f'_i = \frac{h_1}{a_{5i}}; \quad f'_1 = 90.592 \text{ мм};$$

$$S'_{f'_i} = \frac{h_{4i}}{a_{5i}}; \quad S'_{f'_1} = 84.526 \text{ мм};$$

$$\Delta f'_i = f'_i - f'_0;$$

$$\Delta S'_{f'_i} = S'_{f'_i} - S'_{f'_0}.$$

Производя статистическую обработку массива погрешностей, получаем следующие оценки статистических характеристик для значений случайной величины f'_i : $f'_{i\max} = 88.625$ мм, $f'_{i\min} = 87.4979$ мм; $M_x = 88.128261$ мм – среднее значение; $D_x = 0.026689$ мм – дисперсия; $\sigma_x = 0.1634$ мм – среднее квадратическое отклонение; $R_x = 1.127$ мм – размах смоделированной выборки.

Числовые характеристики выборки $\Delta f'_0$: $M_x = 88.128261$ мм; $\sigma_x = 0.16337$ мм; $R_x = 1.127$ мм. Для получения наглядного представления о распределении выборки погрешности f'_i строим гистограмму частот (рис. 1).

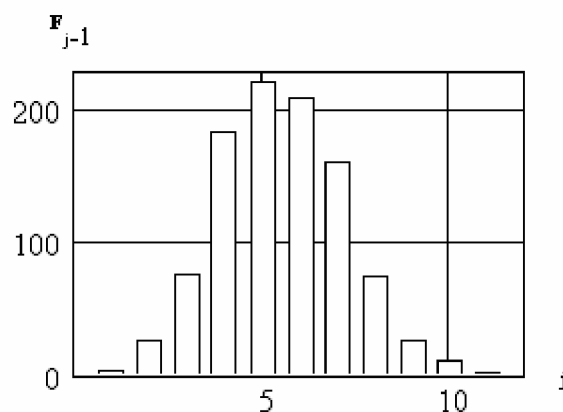


Рис. 1. Гистограмма частот рассеяния погрешности фокусного расстояния склеенного двухлинзового объектива

Теперь необходимо определить, в каких пределах от расчетного значения могут отклоняться фокусные расстояния в партии серийно изготавливаемых двухлинзовых склеенных объективов:

$$\frac{3 \cdot \sigma_x}{f'_0} \cdot 100 = 0.556 \% .$$

Получаем, что фокусное расстояние может отклоняться от расчетного более чем на $\pm 0.556\%$ для склеенных систем.

Полученный результат согласуется с известным фактом, что в серийном производстве фокусное расстояние в партии склеенных из двух линз объективов зрительных труб имеет отклонение до 1%, а у фотообъективов и окуляров это отклонение достигает 2–3% и более. Поскольку операции фокусировки изображения, устранения параллакса, регулировки масштаба изображения и увеличения, как правило, должны выполняться с погрешностью не более десятых, а иногда и сотых долей процентов от фокусного расстояния линз, т.е. в десятки и сотни раз точнее, чем выдерживаются фокусные расстояния линз и систем в серийном производстве, то очевиден вывод, что в конструкции оптических приборов почти всегда следует предусматривать возможность продольной взаимной подвижки объективов, шкал сеток и других элементов, с помощью которых выполняются перечисленные операции [1].

Теперь рассмотрим влияние частичных погрешностей на фокусное расстояние склеек. К ним относятся частичные погрешности радиусов кривизны, толщин линз и клеевого слоя, частичные погрешности показателей преломления. Расчет частичных погрешностей фокусного расстояния склейки от первичных технологических погрешностей изготовления проводим с точки зрения того, что на погрешность фокусного расстояния оказывает влияние только одна конкретная частичная погрешность. Определяем статистические характеристики каждой частичной погрешности – среднее значение и среднеквадратическое отклонение. По результатам всех измерений находим среднее квадратическое отклонение (СКО) погрешности фокусного расстояния для партии из 1000 склеек квадратическим суммированием средних квадратических отклонений ее частичных погрешностей:

$$\sigma \Delta f'_\Sigma = \sqrt{g_1^2 + g_2^2 + g_3^2 + g_4^2 + g_5^2 + g_6^2 + g_7^2 + g_8^2 + g_9^2} ,$$

где $g_1 = \sigma \Delta f' \Delta r_1$, $g_2 = \sigma \Delta f' \Delta r_2$, $g_3 = \sigma \Delta f' \Delta r_3$, $g_4 = \sigma \Delta f' \Delta d_1$, $g_5 = \sigma \Delta f' \Delta d_2$, $g_6 = \sigma \Delta f' \Delta d_3$, $g_7 = \sigma \Delta f' \Delta n_2$, $g_8 = \sigma \Delta f' \Delta n_3$, $g_9 = \sigma \Delta f' \Delta n_4$.

Рассчитываем практически предельные отклонения погрешностей фокусных расстояний партии из 1000 склеек. По СКО найденным методом квадратического суммирования СКО частичных погрешностей имеем

$$\delta f'_{\Sigma kv} = 3 \cdot \sigma \Delta f'_\Sigma = 0.557 \text{ мм},$$

а при помощи метода статистических испытаний

$$\delta f'_{\Sigma sm} = 3 \cdot \sigma_x = 0.49 \text{ мм}.$$

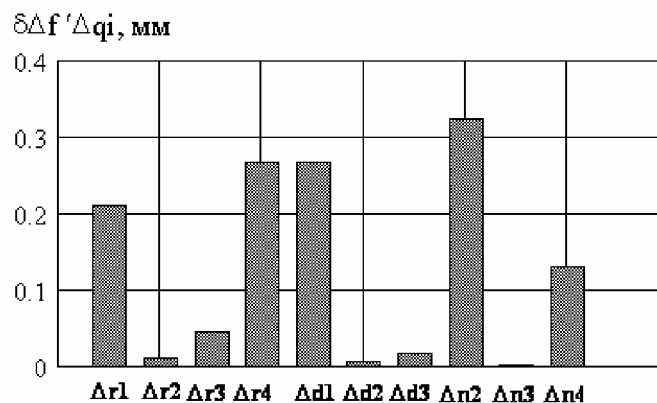


Рис. 2. Диаграмма практически предельных отклонений частичных погрешностей фокусных расстояний склеек

Метод статистических испытаний дает более точный результат, так как учитывается взаимовлияние погрешностей.

Нахождение практических погрешностей указывает на правильность перераспределения допусков. График (рис. 2) отражает вклад каждой частичной погрешности фокусного расстояния склейки. На рисунке: $\delta\Delta f' \Delta q$ – практически предельное отклонение частичной погрешности фокусного расстояния склейки; $\Delta r1, \Delta r2, \Delta r3, \Delta r4$ – первичные погрешности радиусов кривизны преломляющих поверхностей линз склейки; $\Delta d1, \Delta d2, \Delta d3$ – первичные погрешности толщин линз и склеек; $\Delta n2, \Delta n3, \Delta n4$ – первичные погрешности показателей преломления стекла линз и клея.

В данной работе для расчета частичных и суммарных погрешностей применялся метод приращения, а расчет вероятностных оценок погрешностей производился при помощи метода статистических испытаний (метод Монте-Карло). Статистическую обработку полученных погрешностей проводили при помощи редактора MathCAD.

Разработанный алгоритм позволяет рассчитывать двухлинзовые склеенные объективы с плоскими поверхностями, исследовать влияние слоя клея, исследовать влияние окружающей среды, обоснованно назначать допуски на изготовление и сборку двухлинзовых склеенных объективов, исследовать взаимокompенсацию частичных погрешностей двухлинзовых склеенных объективов.

С помощью разработанного алгоритма мы более точно смогли оценить погрешность фокусного расстояния для партии двухлинзовых ахроматических объективов, а также учли вклад каждой частичной погрешности, что дает возможность более точно распределить допуски на изготовление деталей объектива.

Литература

1. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи. Л.: Машиностроение, 1989. С.103–107.
2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. С. 69–75.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ПОГРЕШНОСТЬ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛОСКОСТИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ СТРОИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКОЙ

Е.М. Богатинский

Научный руководитель – кандидат технических наук,
старший научный сотрудник А.Н. Тимофеев

Задача работы заключалась в расчете основных параметров предложенной концентрической модели оптико-электронной системы управления строительными машинами относительно базовой плоскости и исследовании влияния внешних факторов на погрешность работы предложенной системы.

Введение

В связи с постоянным ростом требований к качеству строительной продукции возникает необходимость в повышении общего технического уровня строительных работ и их технологичности.

Земляные работы в общей схеме строительства занимают особое место, в том числе при сооружении дорог, путепроводов, аэродромов и т.д. Вопросы точности проведения таких работ имеют принципиальное значение, они, в конечном счете, определяют уровень качества строительных работ. В литературе [1–3] показано, что использование для позиционирования в качестве протяженной измерительной базы оптической равносигнальной зоны (ОРСЗ) удобно, выгодно и технически оправдано.

Основная часть

Использование параметров оптического излучения в качестве протяженной измерительной базы позволяет обеспечить полную автоматизацию процесса контроля [1]. Для обеспечения высокой точности позиционирования на больших дистанциях в качестве базы и предлагается использовать ОРСЗ, имеющую форму плоскости [2].

Системы автоматического управления машинами предназначены для автоматического регулирования положения рабочих органов строительной техники. В основу работы систем контроля и управления позиционированием относительно измерительной базы положено использование задатчика базовой плоскости (ЗБП), осуществляющего развертку оптического излучения и тем самым создающего горизонтальную базу, и приемников, устанавливаемых на рабочих органах строительных машин (рис. 1).

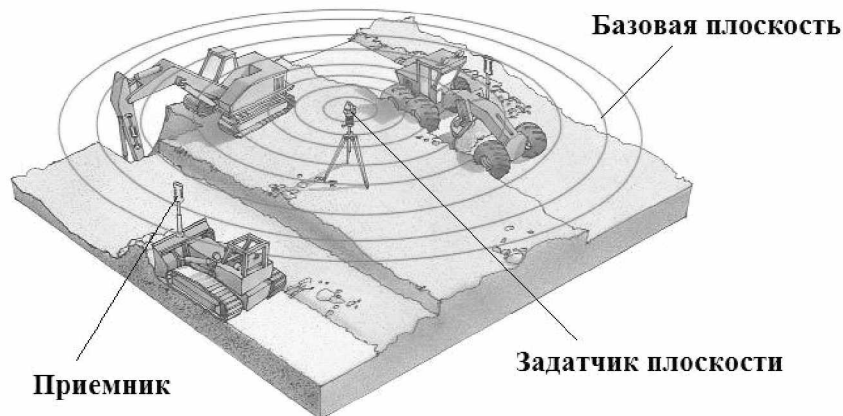


Рис. 1. Принцип работы систем контроля и управления позиционированием

Задача позиционирования заключается в:

- формировании базовой плоскости, имеющей требуемую ориентацию в пространстве и во времени;
- определении приемной частью оптико-электронной системы своего положения (по угловым или линейным координатам) относительно образованной базы.

За основу ЗБП предлагается система, изображенная на рис. 2. Концентрический объектив 3, 4 строит на требуемой дистанции изображения излучающих поверхностей расположенных радиально полупроводниковых излучающих диодов (ПВД) 1 и 5. Основная идея заключается в том, что при большом количестве источников излучения можно найти наиболее оптимальный режим их работы по соотношению затраченной энергии и облученности в удаленной точке пространства. В верхнем объективе пучки от диодов перекрыты концентрической границей 2 сверху, в то время как в нижнем объективе – снизу. Диоды переключаются с требуемыми частотами f_1 и f_2 в верхнем и нижнем каналах, происходит частотная модуляция полей. Оптическая схема отъюстирована так, что изображения подсвеченных границ в пространстве изображений соприкасаются на максимальной дистанции работы системы, и на границе соприкасающихся полей образуется ОРСЗ.

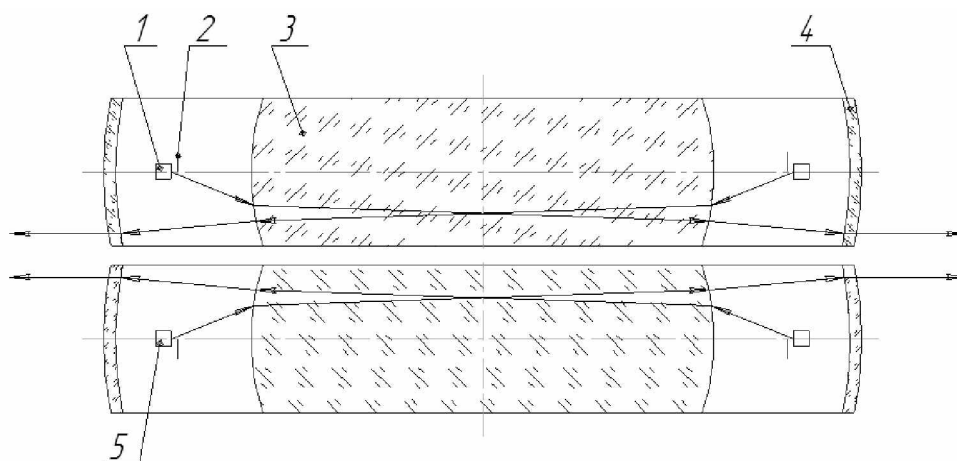


Рис. 2. Прожекторный блок системы

В связи с изложенным исследование погрешности в оптико-электронных системах, создающих протяженную измерительную базу, актуально. Приборы с ОРСЗ осуществляют обзор пространства. При решении практических задач возникает необходимость обзора в полной сфере, полусфере, в некотором кольце (360° по азимуту, десятки градусов по углу места). Такой круговой обзор может производиться в целях обнаружения объектов, мониторинга, целеуказания и в ряде других случаев [4].

Предварительный анализ степени влияния первичных погрешностей показал:

- слабо влияющими погрешностями, которые могут быть исключены конструктивными, схемными решениями или селективным подбором элементов, являются: температурная деформация корпуса, деградация источников и приемников, нелинейность преобразования входного сигнала, изменения чувствительности приемника, коэффициента усиления усилительного тракта, яркости источников при изменении температуры, радиационный шум источников, шум приемников, неопределенность формы и положения ОРСЗ [1];
- сильно на погрешность позиционирования воздействуют: температурный градиент, фон, изменение частоты модуляции при изменении температуры [1].

Рассмотрим более детально влияние на погрешность температурного градиента, фона, изменения частоты модуляции при изменении температуры.

Погрешность, вызванная температурным градиентом

Изменения плотности воздуха, вызванные малыми температурными градиентами в атмосфере, приводят к изменениям показателя преломления среды, в результате чего искривляются направления световых пучков – возникает эффект рефракции. Погрешность регистрации смещений в вертикальной плоскости, при условии, что совместное влияние давления и влажности воздуха на показатель преломления излучения выбранной длины волны n мало, может быть рассчитана как

$$\delta y_p = \left| -\frac{n-1}{n} \cdot grad_y T \cdot \frac{l^2}{2} \right|, \quad (1)$$

где $grad_y T$ – градиент температуры T воздушного тракта в вертикальной плоскости; l – дистанция контроля в метрах.

В литературе [5] имеются данные о том, что суточный ход градиента температуры в приземных слоях свободной атмосферы меняется от $-1,2$ К/м до $+1,2$ К/м (рис. 3).

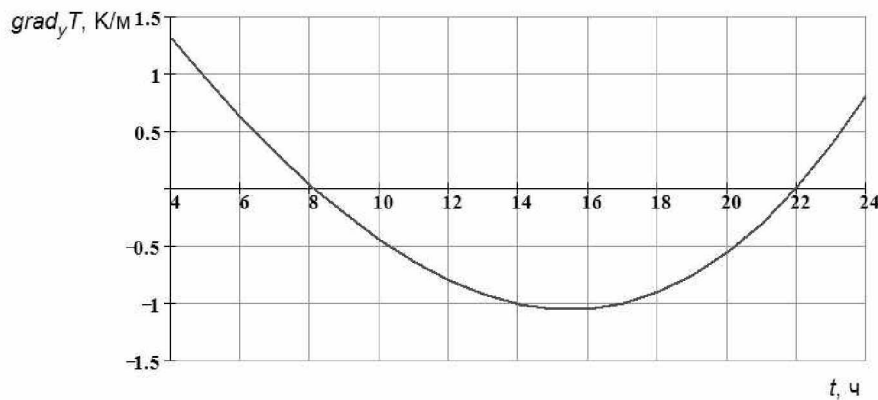


Рис. 3. Изменение вертикального градиента температуры в течение суток

Тогда, приняв значения $n = 1,000271$, $T = 293$ К, при максимальном градиенте температуры во время проведения измерений $grad_y T = 1,2$ К/м построим график зависимости вертикального смещения луча, вызванного температурным градиентом, от дистанции (рис. 4).

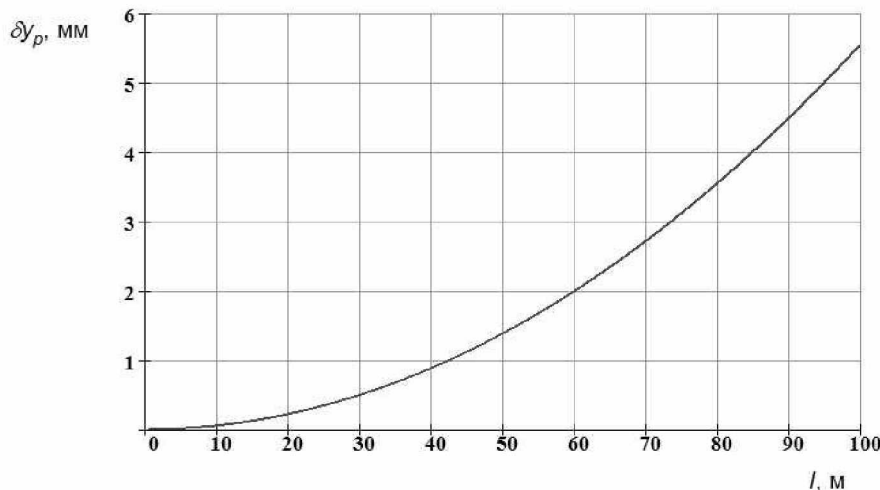


Рис. 4. Зависимость погрешности регистрации смещений, вызванной температурным градиентом воздушного тракта, от дистанции контроля

Из приведенной зависимости (рис. 4) видно, что наиболее сильно температурный градиент оказывает влияние на искривление пучка от источника на больших дистанциях контроля, причем зависимость – квадратичная (1).

Расчетное максимальное значение исследуемой погрешности на дистанции 100 м: $\delta y_{p \max} = 5,549$ мм; минимальное значение достигается при $grad_y T = 0$ и равно нулю.

Погрешность, вызванная изменением величины фона

При работе системы, особенно в полевых условиях на открытом воздухе, на погрешность позиционирования оказывает влияние посторонний немодулированный лучистый поток – фон. Наибольшая величина фона бывает под открытым небом в солнечные дни, особенно при белых облаках и сильной дымке [6]. В этих условиях освещенность в плоскости зрачка может достигать 10000 лк и более. При работе в темное время суток или в помещении (цехе, лаборатории, в шахтах и т.д.) облученность редко превосходит 500 лк.

Для различных значений фона построены графики погрешностей, возникающих при работе системы (рис. 5).

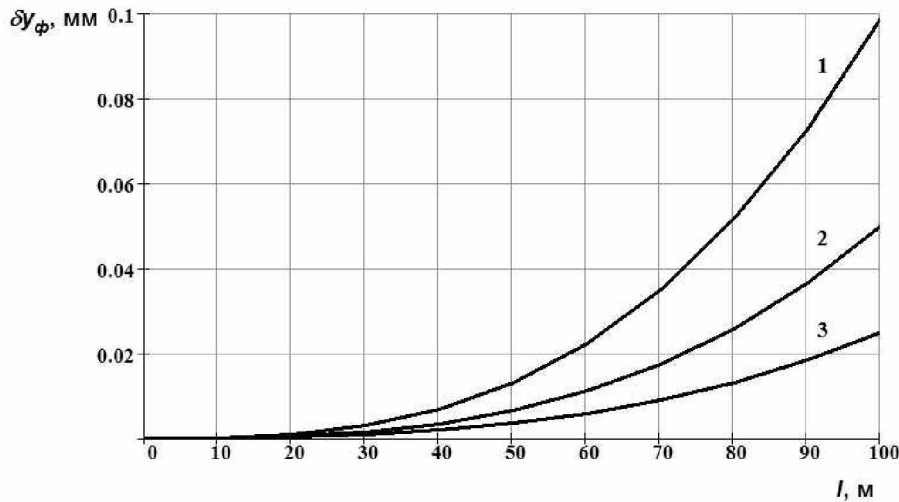


Рис. 5. Зависимость погрешности системы от дистанции при различном фоне: 1 – при освещенности фона 10000 лк (яркость фона 1600 Вт/[м²·ср]); 2 – при 2500 лк (400 Вт/[м²·ср]); 3 – при 500 лк (80 Вт/[м²·ср])

Из представленной зависимости (рис. 5) видно, что при увеличении яркости фона погрешность регистрации смещений возрастает пропорционально квадратному корню отношения яркостей фонов:

$$\delta y_{\phi} \approx \frac{\sqrt{2} \cdot l_y \cdot l^2 \cdot d^2 \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2} \cdot m \cdot \sqrt{e \cdot S_{I\phi\nu} \cdot \tau_{\phi} \cdot E_{\phi} \cdot \rho \cdot (\Omega - \Omega_{\text{экp}})} \cdot \Delta f}{D \cdot \pi \cdot \tau \cdot P_e \cdot K \cdot S_I \cdot D_0^2}, \quad (2)$$

где l_y – ширина переходного участка ОРСЗ, обусловленного аберрациями объектива ЗБП; d – диаметр излучающей площадки ПИД; Θ – угол излучения ПИД на уровне 0,5; m – минимально допустимое отношение сигнал/шум; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $S_{I\phi\nu}$ – токовая чувствительность приемника к потоку фона, выраженная в световых величинах; τ_{ϕ} – коэффициент пропускания излучения фона средой и оптикой приемной части (ПЧ); E_{ϕ} – освещенность от фона; ρ – коэффициент отражения светового потока от диффузной среды; Ω – телесный угол, соответствующий угловому полю объектива ПЧ; $\Omega_{\text{экp}}$ – телесный угол, в пределах которого излучение фона экранируется прожекторами. Δf – полоса частот электронного тракта; D – диаметр входного зрачка объектива ПЧ; τ – коэффициент пропускания излучения ПИД средой вместе с оптикой ЗБП и ПЧ; P_e – мощность излучения ПИД; K – корреляционный множитель серийно выпускаемых ПИД; S_I – токовая чувствительность приемника излучения к потоку от ПИД; D_0 – диаметр выходного зрачка объектива прожектора.

В пределах одинаковой яркости фона (кривые 1–3) зависимость погрешности регистрации от дистанции контроля носит степенной (кубический) характер.

При максимальном фоне в 10000 лк погрешность регистрации смещений может быть аппроксимирована выражением $100 \cdot (10^{-3} \cdot l)^3$.

Максимальное значение исследуемой погрешности на максимальной дистанции будет при фоне 10000 лк: $\delta y_{\phi \max} = 0,1$ мм, минимальное значение будет при фоне 500 лк: $\delta y_{\phi \min} = 0,025$ мм.

Погрешность, вызванная изменением частоты модуляции излучения при изменении температуры

В качестве источников излучения используются ПИД, питающиеся модулированным напряжением от генератора, частота которого изменяется при изменении температуры. Согласно [7], относительное изменение частоты составляет $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ при изменении температуры от 0 до $+50$ °С. Тогда при изменении температуры на 1 °С изменение частоты составляет $8 \cdot 10^{-6}$ 1/°С. Если использовать частоты модуляции $f_1 = 3,2$ кГц и $f_2 = 8,1$ кГц, а диапазон рабочих температур принять равным 50 °С, то девиации частот будут равны $\Delta f_1 = 1,3$ Гц, $\Delta f_2 = 3,2$ Гц.

Пусть в электронной схеме обработки сигнала используются фильтры с полушириной $\Delta f_{\phi} = 100$ Гц, их частотную характеристику представим в виде треугольника. Относительное изменение разностного сигнала после фильтров равно

$$\Delta U = \frac{\Delta f_1 - \Delta f_2}{\Delta f_{\phi}}. \quad (3)$$

С учетом динамики работы исполнительных органов машин [8] в системах управления машинами устанавливается зона нечувствительности $\Delta y_n = 3-5$ мм. В оптико-электронных системах управления такого типа данная величина составляет $\Delta y_n = 3$ мм.

Тогда величина погрешности определяется выражением:

$$\delta y_n = \Delta U \cdot \Delta y_n. \quad (4)$$

В зависимости от диапазона рабочих температур будет меняться и значение погрешности. Для исследования этого изменения построим график зависимости погрешности регистрации смещений, вызванной изменением частоты модуляции излучения, от диапазона рабочих температур ΔT (рис. 6).

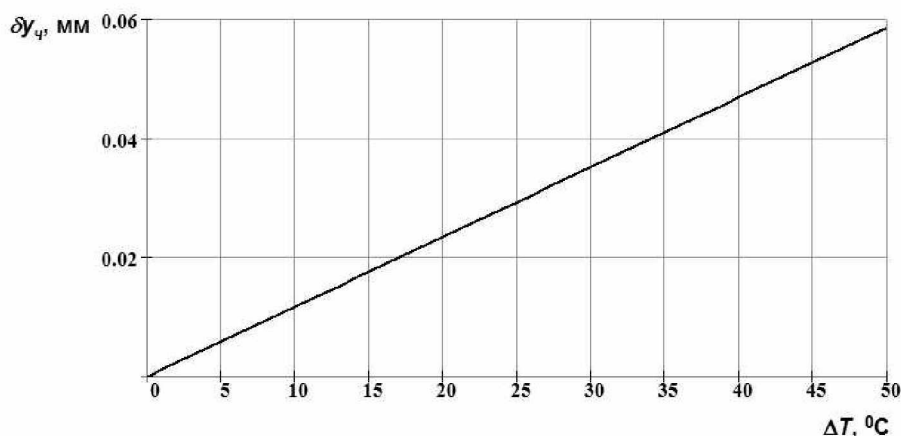


Рис. 6. Зависимость погрешности системы, вызванной изменением частоты модуляции излучения от диапазона рабочих температур

Согласно графику (рис. 6), указанная зависимость носит линейный характер: чем больше диапазон рабочих температур, тем выше значение погрешности.

Максимальное значение будет при самом большом температурном диапазоне: $\delta y_{ч \max} = 0,059$ мм, минимальное – при $\Delta T = 0$ – равно нулю.

Суммарная погрешность системы

Для наихудшего случая (самый большой фон, самый большой градиент температуры – рис. 7) и для наилучшего случая (при минимальном фоне – рис. 8) построены зависимости суммарной погрешности регистрации смещений от дистанции.

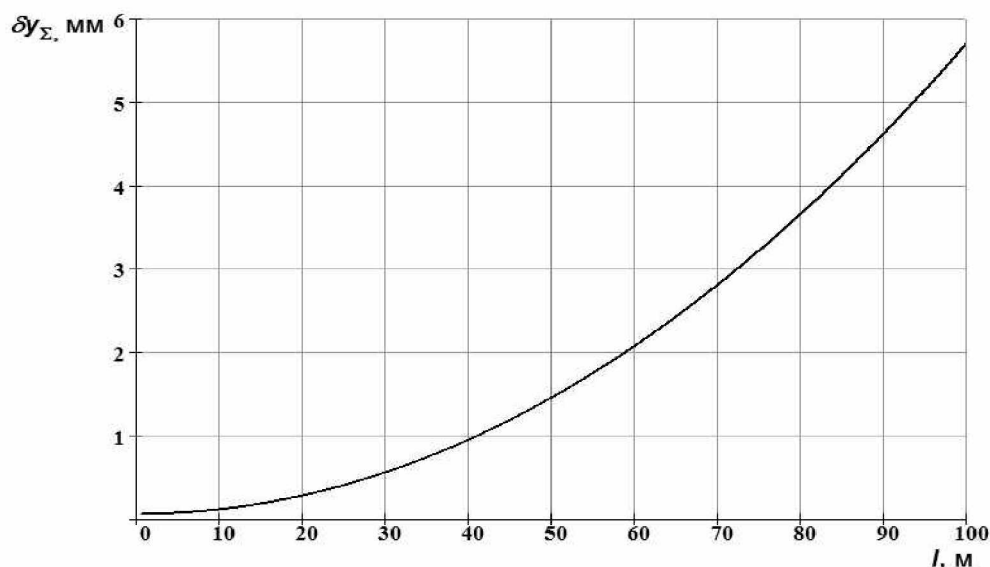


Рис. 7. Зависимость суммарной погрешности регистрации смещений от дистанции при наихудших условиях работы

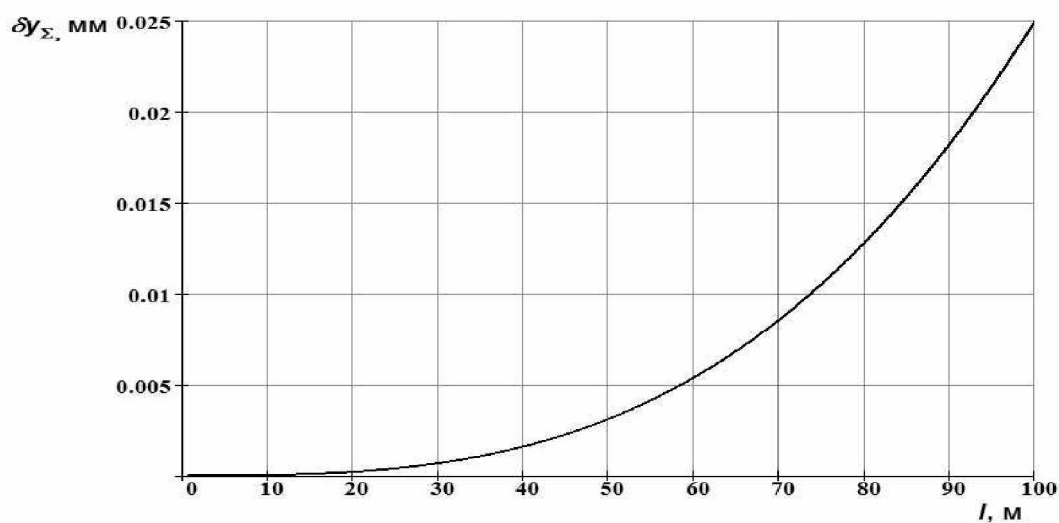


Рис. 8. Зависимость суммарной погрешности регистрации смещений от дистанции при наилучших условиях работы

Приняв, что все описанные выше погрешности статистически независимы, получаем:

$$\delta y_{\Sigma} = \sqrt{\delta y_p^2 + \delta y_{\phi}^2 + \delta y_c^2}. \quad (5)$$

Из (5) получаем значения суммарной максимальной и минимальной погрешности регистрации смещений на дистанции контроля 100 м: $\delta y_{\Sigma \max} = 5,55$ мм; $\delta y_{\Sigma \min} = 0,025$ мм.

Таким образом, видно, что наибольший вклад в погрешность позиционирования при наихудших условиях вносит температурный градиент, а в идеальных условиях погрешность определяется только фоном. Для реальных условий эксплуатации необходи-

мо проведение дополнительных исследований по использованию двухволнового метода, ослабляющего влияние градиента температуры.

Заключение

В результате исследования наиболее значимых составляющих погрешности позиционирования показано, что большее влияние на точность оказывает:

- погрешность, вызванная температурным градиентом; в зависимости от дистанции она имеет квадратичный характер (рис. 4) и достигает на максимальных дистанциях при наихудших условиях эксплуатации 5,5 мм;
- погрешность, вызванная наличием фона; в зависимости от дистанции она носит кубический характер, и наибольшее значение этой погрешности в ясный солнечный день при максимальном фоне (рис. 5) достигает на максимальной дистанции 0,1 мм;
- погрешность изменения частоты модуляции излучения, обусловленная изменением температуры; зависимость этой погрешности от дистанции носит линейный характер (рис. 6) и достигает на максимальной дистанции 0,059 мм;
- суммарная погрешность при наихудших условиях эксплуатации в зависимости от дистанции контроля (рис. 7) может быть аппроксимирована выражением $5,55 \cdot 10^{-4} \cdot l^2$ (l – дистанция контроля в метрах), максимальное значение погрешности позиционирования относительно базовой плоскости будет достигать значения 5,55 мм.

Среди рассмотренных в работе внешних условий на погрешность позиционирования в оптико-электронных системах управления наибольшую роль оказывает влияние воздушного тракта – рефракция.

В дальнейшем целесообразно провести исследования распределения энергии в ОРСЗ в зависимости от характера и вида распределения аберраций объектива ЗБП, пространственных характеристик излучения современных серийных ПИД и качества регистрации положения ОРСЗ приемной частью с концентрическим объективом.

Литература

1. Джабиев А.Н., Мусьяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. / Монография. СПб: ИТМО, 1998. 238 с.
2. Барсуков О.А., Тимофеев А.Н. Особенности формирования оптической равносигнальной плоскости. // Оптико-электронные приборы и системы. / Сб. научных статей. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 1999. Выпуск 99. С.19–22.
3. Исследование принципов образования, методики расчета и средств создания оптической равносигнальной плоскости в системах оперативного мониторинга. // Отчет по НИР № 08635. / Руководитель профессор Панков Э.Д. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 1999.
4. Елизаров А.В., Куртов А.В., Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Обзорно-панорамные оптико-электронные системы. // Приборостроение. 2002. Т. 45. №2. С.37–45.
5. Неумывакин Ю.К., Перский М.И., Захарченко М.А. и др. Автоматизация геодезических измерений в мелиоративном строительстве. М.: Недра, 1984.
6. Цуккерман С.Т., Гридин А.С. Управление машинами при помощи оптического луча. Л.: Машиностроение, 1969. 204 с.
7. Глюкман Л.И. Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы. М.: Радио и связь, 1981. 232 с.
8. Ефремов А.Н., Камальдинов А.К., Мармалев А.И., Самородов В.Г. Лазерная техника в мелиоративном строительстве. М.: Агропромиздат, 1989. 112 с.

ПОВЫШЕНИЕ ГЛУБИНЫ РЕЗКОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ КОДИРОВАНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Ю.В. Беляев

Научный руководитель – кандидат технических наук, доцент В.М. Домненко

В работе рассматриваются вопросы повышения глубины резкости оптических систем с использованием технологии кодирования волнового фронта. Проанализированы особенности и преимущества этого метода по сравнению с традиционно применяемым. Приведены примеры применения данного метода при решении различных задач.

Введение

Одной из самых сложных задач при проектировании оптических систем является увеличение области, в которой они способны давать четкое, сфокусированное изображение. Кроме того, в процессе функционирования из-за разъюстировки, температурных изменений, а также других факторов качество получаемого изображения может существенно ухудшаться [1].

Традиционно увеличение глубины резкости оптических систем осуществлялось посредством изменения диаметра выходного зрачка. Однако в результате уменьшения апертуры до значения, приводящего к требуемой величине глубины резкости, возникает целый ряд проблем. Во-первых, это уменьшение количества световой энергии, проходящей через систему, что вызывает необходимость существенного увеличения времени экспозиции. Во-вторых, уменьшение апертуры совместно с увеличением времени экспозиции повышает риск получения «смазанного» изображения при движении предмета. В-третьих, уменьшение апертуры приводит к фильтрации низких частот, что значительно понижает разрешение оптической системы [2]. Таким образом, исследование и развитие методик увеличения глубины резкости оптических систем в настоящее время является актуальным.

Технология кодирования волнового фронта

Одним из способов увеличения глубины резкости является технология кодирования волнового фронта (Wavefront Coding) [3]. Кодирование волнового фронта заключается в использовании фазовой маски для изменения некогерентной оптической системы таким образом, чтобы функция рассеяния точки (ФРТ) была нечувствительной к дефокусировке, а оптическая передаточная функция (ОПФ) не имела нулевых значений в пределах всей полосы пропускания. Если изображение регистрируется цифровым приемником, то для восстановления изображения в этом случае может использоваться цифровая обработка (обратная фильтрация). Независимо от значений и причин дефокусировки для восстановления изображений может использоваться один и тот же алгоритм. Таким образом, составная оптико-цифровая изображающая система (рис. 1) формирует изображение, которое является дифракционно-ограниченным в большой области пространства изображений.

При проектировании изображающей системы с увеличенной глубиной резкости делаются два основных допущения [3]. Первое состоит в том, что некогерентная оптическая система, модифицированная с помощью фазовой маски, формирует оптическое изображение. Второе – полученное на цифровом приемнике изображение является промежуточным и требует дополнительной обработки. Таким образом, необходимо оптимальное взаимодействие части системы, которая формирует изображение, и части, которая осуществляет его последующую обработку и восстановление.

Достоинством систем с кодированным волновым фронтом является инвариантность ко многим aberrациям, таким как сферическая aberrация, кривизна поля, астигматизм, хроматические aberrации, дефокусировка, температурно-зависимая дефокусировка [4]. Фазовая маска либо может быть реализована как асферическая поверхность и использоваться в этих системах как отдельно стоящий оптический элемент, либо может быть объединена с одним или более оптическими элементами. Обработка изображения независима от отображаемого предмета, она зависит только от оптики, формирующей изображение, а также приемника [5].



Рис. 1. Обобщенная блок-схема оптико-цифровой системы с кодированным волновым фронтом

Фазовая маска

Для реализации кодирования волнового фронта могут использоваться различные фазовые элементы. Некоторые из них описаны в работе [6], а также других трудах этих авторов [7, 8]. В работе [9] предлагается использование кубической фазовой маски (рис. 2). Форму ее поверхности математически можно описать следующим образом:

$$P(x, y) = \alpha(x^3 + y^3),$$

где x и y – пространственные координаты, представляющие собой нормированное расстояние от центра (начала координат), $\alpha = \frac{2\pi\xi}{\lambda}$ – константа, определяющая степень увеличения глубины резкости, ξ – оптическая разность хода, которая вносится пластинкой, использующей фазовую маску.

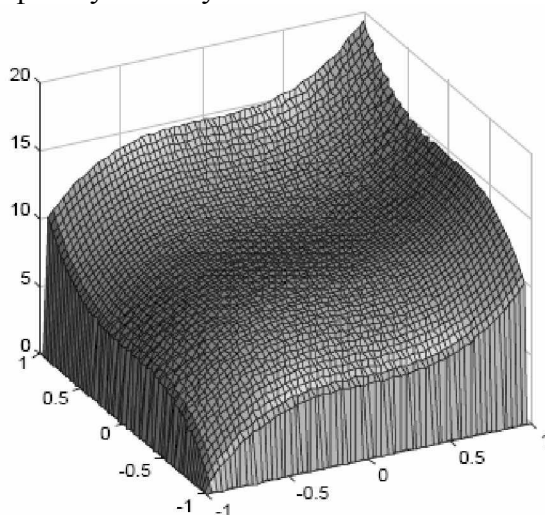


Рис. 2. Поверхность фазовой маски (для $\alpha = 1$) [2]

Оценка качества изображения

Произвести оценку качества изображения при применении кодирования волнового фронта можно, основываясь на построенных зависимостях модуляционной передаточной функции от дефокусировки.

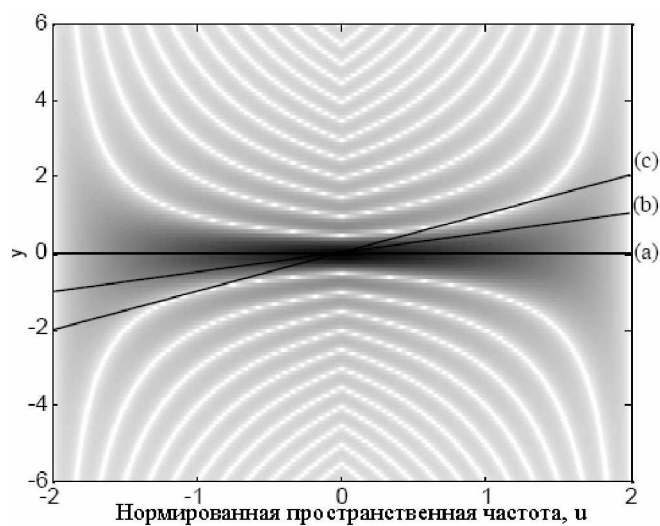


Рис. 3. Зависимость МПФ от дефокусировки. Линии соответствуют изображению в фокусе (a), средней дефокусировке (b) ($\pi/2$ длин волн) и большой дефокусировке (c) (π длин волн)

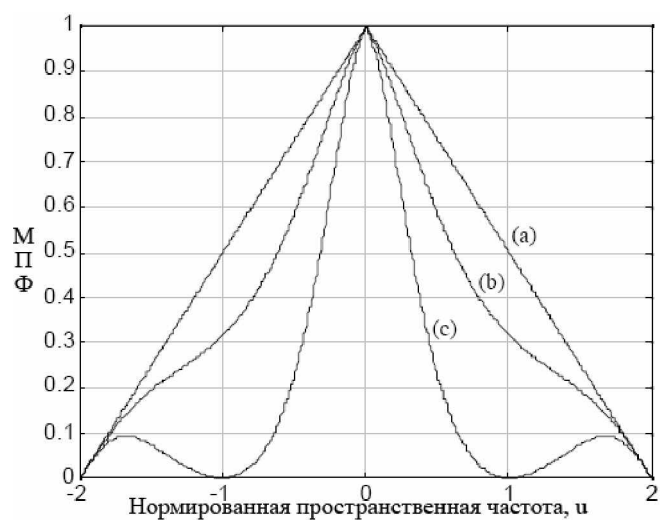


Рис. 4. МПФ для трех положений, показанных на рис. 3 (0, $\pi/2$ и π)



Рис. 5. Зависимость МПФ от дефокусировки системы формирования изображения с кубической фазовой пластинкой

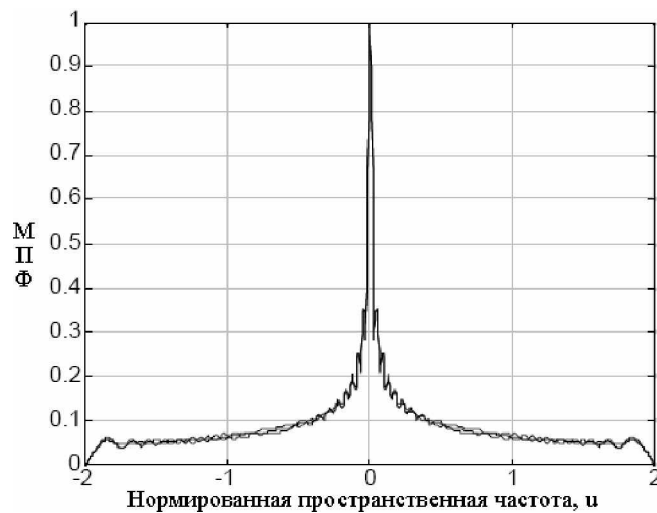


Рис. 6. МПФ системы формирования изображения с кубической фазовой пластинкой для некоторых плоскостей фокусировки, использовавшихся на рис. 4

На рис. 3–6 показаны результаты, полученные в работе [2]. Использовалась фазовая пластинка с отклонением $\alpha = 20\pi$ для длины волны 632.8 нм. Размеры пластинки $12 \times 12 \times 2$ мм. Светлые области на рис. 3 и 5 соответствуют низким значениям контраста, темные – высоким. Следы, проходящие через центр этих зависимостей, соответствуют определенным значениям дефокусировки. Они спроецированы на горизонтальную ось как МПФ (рис. 4 и 6).

Несложно заметить, что степень инвариантности к дефокусировке явно выше для системы с кодированным волновым фронтом. При этом появилось значительное различие в степенях по оси Y на рис. 5 по сравнению с рис. 3.

Применение технологии кодирования волнового фронта

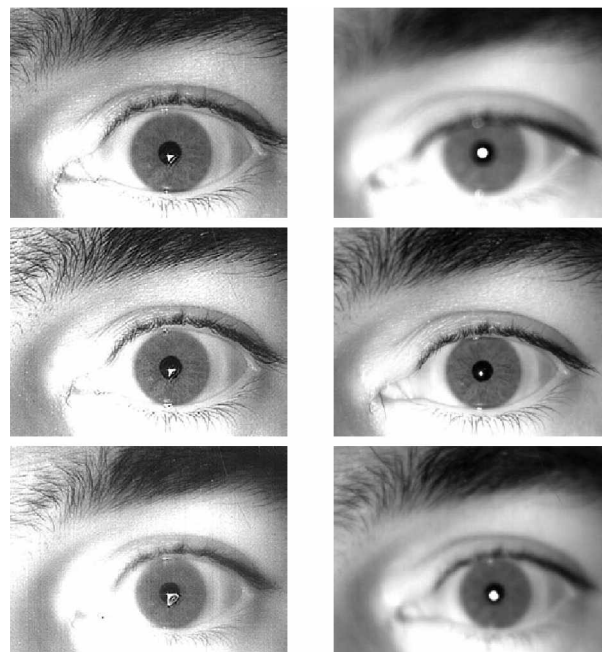


Рис. 7. Изображения глаза, полученные с помощью обычной оптической системы (справа) и системы с использованием кодирования волнового фронта (слева) [10]

Технология кодирования волнового фронта находит применение во многих изображающих системах (системах биометрии, распознавания текста, считывания штрих-кодов, микроскопии). Например, система биометрии (распознавание радужной оболочки или отпечатков пальцев) для надежного функционирования должна обладать большой глубиной резкости, а также достаточной светосилой. Эти взаимоисключающие требования невозможно выполнить в традиционных системах. Пример успешного использования технологии кодирования волнового фронта можно найти в работе [10].

На рис. 7 представлена серия изображений, полученных без (справа) и с использованием (слева) кодирования волнового фронта при биометрии в трех положениях: –5 см, 0 и 4 см от наилучшего положения.

Заключение

Системы формирования изображения с применением технологии кодирования волнового фронта должны рассматриваться как комплекс из оптической системы с фазовой маской, системы регистрации и цифровой обработки полученных изображений. Наилучшую работу такой системы можно ожидать только в том случае, если оптические и цифровые компоненты совместно оптимизированы в процессе проектирования. Решение задачи проектирования такой изображающей системы с использованием имеющихся в настоящее время средств неосуществимо [11]. Таким образом, задачей, требующей решения, является создание модели изображающей системы, инструментов для ее анализа и оптимизации.

Литература

1. Mait J.N., Athale R., van der Gracht J. Evolutionary path in imaging and recent trends. // *Optics Express*. 8 September 2003. Vol. 11. № 18. P.2093–2101.
2. Bradburn S.C., Cathey W.T., Dowski E.R., Jr. Realizations of focus invariance in optical/digital systems with wavefront coding. // *Applied Optics*. 1997. Vol. 26. P. 9157–9166.
3. Dowski E.R., Cathey W.T. Extended depth of field through wave-front coding // *Applied Optics*, 10 April 1995. Vol. 34. № 11, P. 1859–1866.
4. Kubala K., Dowski E., Cathey W.T. Reducing complexity in computational imaging systems. // *Optics Express*, 8 September 2003. Vol. 11. № 18. P. 2102–2108.
5. Dowski E.R., Jr., Cormack R.H., Sarama S.D. Wavefront coding: jointly optimized and digital imaging systems. // *Visual Information Processing IX*, 2000. Proc. SPIE. Vol. 4041. P. 114–120.
6. Prasad S., Torgersen T., Plemmons R., van der Gracht J. High-Resolution Imaging Using Integrated Optical Systems. // *International Journal on Imaging Systems and Technology*, 2004. Vol. 14. P. 67–75.
7. Prasad S., Torgersen T.C., Pauca V.P., Plemmons R.J., van der Gracht J. Engineering the pupil phase to improve image quality. // *Processings of the SPIE*. 2003. Vol. 5108. *Visual Information Processing XII*. P. 1–12.
8. Prasad S., Pauca V.P., Plemmons R. J., Torgersen T. C., van der Gracht J. Pupil-phase Optimization for Extended-Focus, Aberration-Corrected Imaging Systems. // *Proc. SPIE. Annual Meeting*. Denver. 2004.
9. Cathey W.T., Dowski E.R. A new paradigm for imaging systems. // *Applied Optics*. 10 October 2002. Vol. 41. № 29. P.6080–6092.
10. Narayanswamy R., Baron A.E., Chumachenko V., Greengard A. Applications of wavefront coded imaging. // *Computational Imaging II*. 2004. *Proceeding SPIE*. Vol. 5299.
11. Dowski E.R., Johnson G.E. Wavefront coding: a modern method of achieving high performance and/or low cost imaging systems. // *Current Developments in Optical Design and Optical Engineering VIII*. Oct. 1999. Proc. SPIE. Vol. 3779. P. 137–145.

МЕТОДИКА ВЫБОРА КОНСТРУКТИВНЫХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕРМОСТАТА С НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Ф.Ю. Тахистов

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор А.В. Шарков

Предлагается методика выбора параметров термоэлектрического термостата, температурное поле камеры которого является неизотермичным. Основой методики являются полученные зависимости коэффициента неравномерности температурного поля камеры.

Среди устройств, служащих для охлаждения и термостатирования объектов, распространены термоэлектрические термостаты, в которых роль радиатора холодной стороны играют стенки камеры из теплопроводящего материала [1, 2]. Температурное поле камеры в общем случае неизотермично, условно назовем такой термостат ТНК – термоэлектрический термостат с неизотермической камерой (рис. 1).

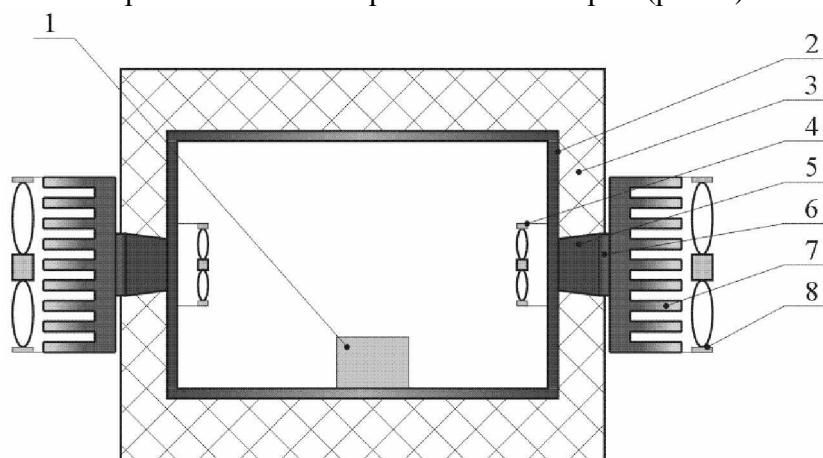


Рис. 1. Термоэлектрический термостат с неизотермической камерой:
1 – термостатируемый объект; 2 – камера; 3 – теплоизоляция; 4 – вентилятор холодной стороны; 5 – теплопровод; 6 – термоэлектрический модуль (ТЭМ); 7 – радиатор; 8 – вентилятор горячей стороны

Характерными температурами термостата являются температура объекта охлаждения (воздуха в камере) $T_{об}$, среднеповерхностная температура камеры T_{cam} , температура камеры в месте крепления ТЭМ (источников теплоты) $T_{креп}$, температуры горячей и холодной спаев ТЭМ T_h и T_c .

В качестве исходных данных задаются: температура среды T_a , температура воздуха в камере $T_{об}$, максимальный перепад температуры по стенкам камеры δT_{cam} , размеры (объем) камеры, максимальные габариты и вес термостата, потребляемая мощность P , время выхода на режим τ_0 .

Введем понятие коэффициента неравномерности [3, 4] камеры:

$$\beta_{cam} = \frac{T_a - T_{креп}}{T_a - T_{cam}} . \quad (1)$$

Рассмотрим методику выбора конструктивных и режимных параметров ТНК на примере ТНК с камерой кубической формы, с одинаковыми характеристиками теплоизоляции для всех стенок, при условии, что теплообмен в камере мал по сравнению с теплопроводностью по стенкам камеры, а тепловыделения в объеме камеры отсутствуют. Принимая, что среднеповерхностная температура камеры равна среднему от ее

максимальной и минимальной температур, и учитывая, что при отсутствии тепловыделений $T_{cam}=T_{ob}$, получим:

$$\beta_{cam} = 1 + \frac{\delta T_{cam}}{2 \cdot \delta T_{ob}}, \quad (2)$$

где $\delta T_{ob}=T_a - T_{ob}$.

Коэффициент неравномерности камеры определяется отношением размеров стенки и источника теплоты L/K и модифицированным числом Био теплоизоляции:

$$Bi_{ins} = \frac{\lambda_{ins} \cdot L^2}{\lambda \cdot \delta_{ins} \cdot \delta}, \quad (3)$$

где λ и λ_{ins} – соответственно коэффициенты теплопроводности камеры и теплоизоляции, δ и δ_{ins} – соответственно толщина стенки камеры и толщина теплоизоляции.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента неравномерности при условии использования одного, двух, четырех источников теплоты, имеющих форму квадрата и расположенных по центру стенок камеры.

Методика выбора параметров ТНК заключается в следующем.

1. Рассчитывается требуемый коэффициент неравномерности камеры β_{cam} по формуле (2).
2. Задается K – размер источника теплоты на стенке камеры в форме квадрата. Например, K можно задать равным от 40 мм до 50 мм, в соответствии с возможностью применения теплопровода с большим поперечным размером, чем стандартный размер ТЭМ, равный 40 мм.
3. Определяется, при условии применения одного ТЭМ, значение модифицированного числа Био по рис. 2а, исходя из коэффициента неравномерности камеры по п. 1 и отношения L/K .
4. Решается вопрос о конструктивной возможности обеспечения требуемого по п. 3 значения модифицированного числа Био. Для выбранных толщин и материалов камеры и теплоизоляции значение модифицированного числа Био, вычисленное по формуле (3), должно быть не больше требуемого, при этом должны соблюдаться ограничения по габаритам и весу термостата.
5. В случае отрицательного решения по п. 4 проводятся соответствующие расчеты с числом ТЭМ, равным 2, 4, и таким образом выбирается число ТЭМ.
6. Задается рабочий перепад температур на ТЭМ $\Delta T = T_h - T_c$. Величина ΔT складывается [5] из полезного перепада δT_{ob} , перепада по холодной стороне ТНК – не менее $\delta T_{cam}/2$ и перепада по горячей стороне, величина которого для вынужденной конвекции примерно соответствует 15–20 К:

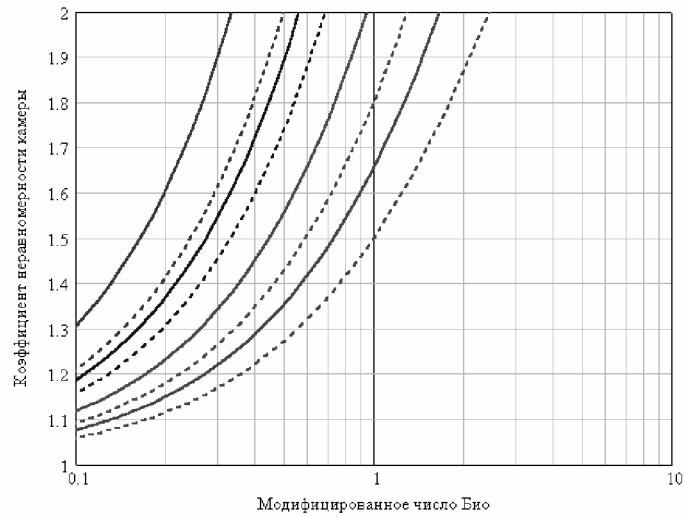
$$\Delta T = \delta T_{cam}/2 + \delta T_{ob} + 15-20 \text{ К}. \quad (4)$$

7. Выбирается безразмерная величина напряжения питания – для $\Delta T \sim 40-55$ К напряжение составляет $\sim 3/4$ от максимального напряжения ТЭМ U_{max} , при меньших перепадах, т.е. работе в экономичном режиме – $\sim 1/2$ от U_{max} .
8. Определяется безразмерная разность температур dt как отношение ΔT к максимальной разности температур на ТЭМ (~ 70 К):

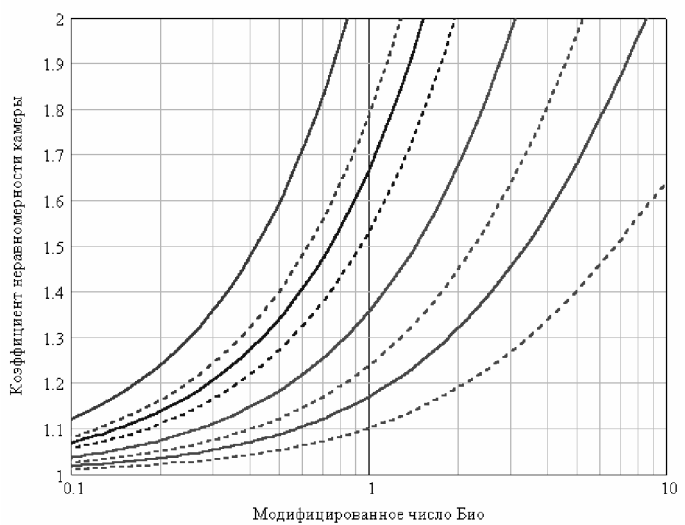
$$dt = \Delta T / 70 \text{ К}. \quad (5)$$

9. Определяется безразмерная холодильная мощность q по универсальным нагрузочным кривым рис. 3.
10. Вычисляется теплоприток на стенки камеры $Q_c = \delta T_{ob}/R_{ins}$ (т.е. холодильная мощность, учитывая, что $T_{cam}=T_{ob}$).
11. Определяется максимальная холодильная мощность модулей Q_{sum} как отношение холодильной мощности Q_c к безразмерной максимальной мощности q .

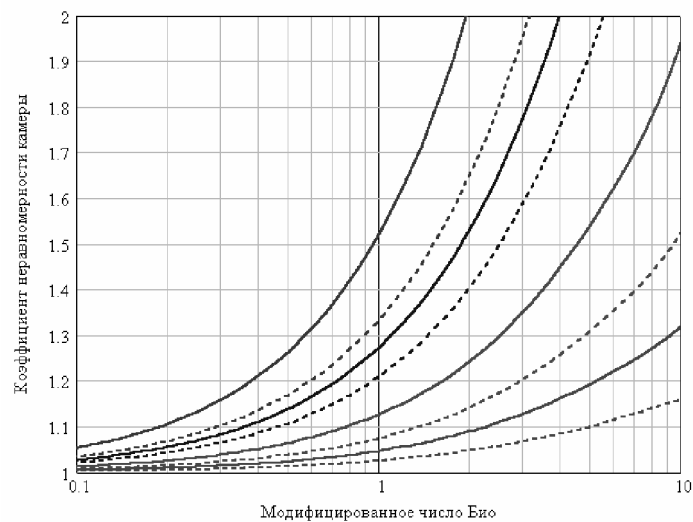
а) один источник теплоты



б) два источника теплоты, на противоположных стенках



в) четыре источника теплоты, симметричное расположение



- $L/K=10$
- - - $L/K=5$
- $L/K=4$
- - - $L/K=3$
- $L/K=2$
- - - $L/K=1.5$
- $L/K=1.25$
- - - $L/K=1$

Рис. 2. Зависимости коэффициента неравномерности температурного поля камеры от соотношения размеров стенки и источника теплоты, модифицированного числа Био теплоизоляции

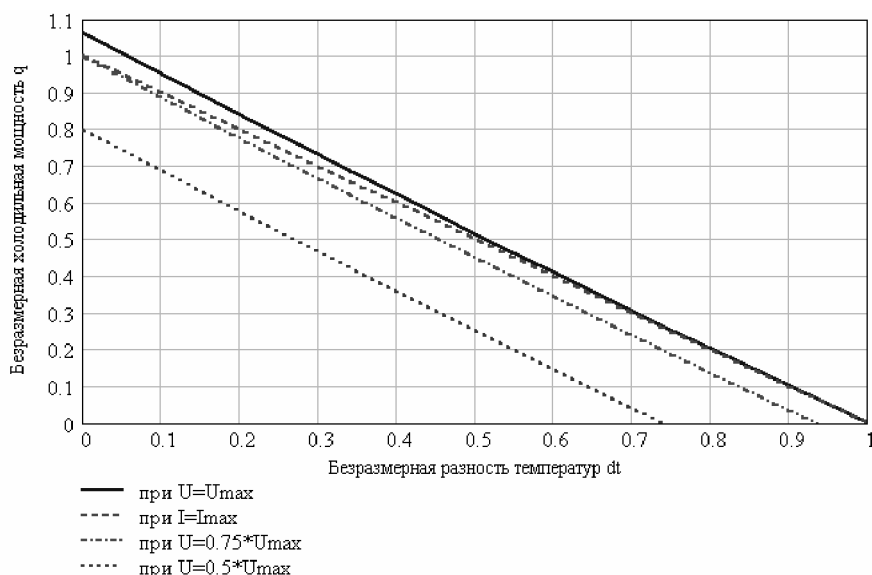


Рис. 3. Зависимость безразмерной холодильной мощности от безразмерной разности температур для различных условий электрического питания ТЭМ

- Выбирается тип ТЭМ по каталогам производителей (максимальная холодильная мощность ТЭМ должна превышать значение Q_{sum} , деленное на ранее найденное число ТЭМ).
- Определяется потребляемая мощность ТЭМ P , исходя из безразмерной величины напряжения (тока) и максимальных значений напряжения и тока, приведенных в каталоге.
- Определяется требуемое тепловое сопротивление радиатора как отношение принятого ранее перепада температуры на нем к теплопроизводительности (сумме холодильной и потребляемой мощностей). Рассчитывается тепловое сопротивление радиатора, размещаемого в заданных габаритах.
- Проводится поверочный расчет и при необходимости корректировка параметров. Направления корректировки параметров термостата приведены в табл. 1

Требование	Направления корректировки
Увеличить перепад воздуха в камере $\delta T_{об}$	1. Улучшить теплоизоляцию. 2. Оптимизировать параметры радиаторов и вентиляторов горячей стороны. 3. Увеличить количество, напряжение питания на ТЭМ
Уменьшить перепад температуры по стенкам камеры δT_{cam}	1. Увеличить толщину стенок камеры. 2. Установить большее количество ТЭМ, равномерно распределив их по камере ТНК. 3. Оптимизировать параметры вентиляторов холодной стороны
Уменьшить потребляемую мощность P	1. Улучшить теплоизоляцию. 2. Уменьшить напряжение питания на ТЭМ (с возможным увеличением их количества)
Уменьшить время выхода на стационарный режим τ	1. Оптимизировать толщину стенок камеры, размеры теплопроводов. 2. Увеличить напряжение питания вентиляторов холодной стороны

Таблица 1. Направления корректировки параметров ТНК

Изложенная методика выбора конструктивных и режимных параметров была использована при создании различных термоэлектрических устройств, в частности, термокамеры для воспроизведения климатических условий Крайнего Севера. В данной

термокамере необходимо было обеспечить перепад температур между средой и стенками камеры $20^{\circ}\text{C} - (-70^{\circ}\text{C}) = 90\text{ K}$, при равномерности температурного поля не хуже 1 K , т.е. коэффициент неравномерности должен быть менее $\beta_{\text{cam}} = 1.006$. Столь низкое значение коэффициента неравномерности было обеспечено путем равномерного размещения трехкаскадных термоэлектрических модулей по четырем стенкам камеры, изготовленной из меди и имеющей толщину стенок 10 мм .



Рис. 4. Термоэлектрическая термокамера для воспроизведения климатических условий Крайнего Севера (объем 4 л, температура минус 70 C)

Литература

1. Коломоец Н.В., Грабой Л.П., Гребенкин А.С., Спокойный М.Ю. Тепловая модель малогабаритного термоэлектрического термостата. // Вопр. радиоэлектрон. Сер. ТРТО. 1982. № 3. С. 17–24.
2. Орлов В.С., Серебряный Г.Л. Термоэлектрические холодильники. М.: Информэлектро, 1972. 81 с.
3. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984. 247 с.
4. Takhistov Ph. Temperature field irregularity of thermoelectric systems. // Proceedings of the Twenty First Conference on Thermoelectrics. Long Beach, CA, USA, 2002. P. 504–505.
5. Лобунец Ю.Н. Методология проектирования термоэлектрических преобразователей энергии. // Термоэлектричество. № 3. 2003. С. 88–90.

ЛОКАЛЬНАЯ АМОРФИЗАЦИЯ СТЕКЛОКЕРАМИКИ
ИЗЛУЧЕНИЕМ YAG:Nd-ЛАЗЕРА

Б.Ю. Новиков

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.П. Вейко

Показана возможность и преимущества формирования двояковыпуклых микролинз методом лазерной аморфизации ситалла СТ-50 при воздействии излучения YAG: Nd-лазера. Определены режимы воздействия, выявлена зависимость параметров формируемых микролинз от условий обработки.

Введение

Необходимость получения оптических микроэлементов, в частности, микролинз (МЛ), при миниатюризации технических устройств давно диктуется потребностями производства. МЛ требуются в системах передачи информации для согласования излучения светодиодов и полупроводниковых лазеров с оптоволокном и для соединения различных оптических волокон друг с другом [1–3].

Оптические технологии хорошо развиты для изготовления обычных линз, но изготовить механическим путем качественные линзы с размерами менее 3 мм сложно. Весьма перспективными методами изготовления оптических микроэлементов следует признать методы с использованием лазерных технологий [4]. Один из этих методов – лазерная аморфизация стеклокерамики (ЛАСК). Высокотемпературное локальное воздействие и высокие скорости нагревания-охлаждения являются необходимыми условиями формирования микрооптических элементов методом ЛАСК.

Направление ЛАСК интенсивно исследовалось группами П.А. Скибы [2, 3, 5–7] и В.П. Вейко [1, 8, 9]. Полученные МЛ достигают размеров от сотен микрометров до нескольких миллиметров [1]. Исходя из требований миниатюризации подобных устройств, необходимо получение МЛ с меньшими линейными размерами.

Лазерная аморфизация ситаллов до сих пор исследовалась преимущественно при воздействии инфракрасного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм. Благодаря сильному поглощению света указанной длины волны такое воздействие обеспечивает необходимые температуры нагрева (1000–1300 °С) [1] (температура плавления СТ-50 $T_{\text{плав}} = 1473$ К [1, 9]). Однако использование излучения CO₂-лазера с $\lambda = 10,6$ мкм для создания МЛ методом ЛАСК ограничивает минимальный размер аморфизированной зоны величиной приблизительно 100 мкм.

Использование YAG: Nd-лазера с $\lambda = 1,06$ мкм должно привести к уменьшению минимального размера области обработки. Однако при этом возникают совершенно новые проблемы, связанные со слабым поглощением этого излучения в СК и практически полной прозрачностью для него образующегося стекла. Работа посвящена исследованию технологии создания МЛ методом ЛАСК с использованием излучения YAG: Nd-лазера.

Обоснование и проведение эксперимента

К стеклокерамикам (СК) относится широкий класс материалов, имеющих плотную микрокристаллическую структуру, характеризующуюся весьма малыми размерами (от 1 до 20 мкм [10, с. 6]) беспорядочно ориентированных кристаллов и отсутствием пористости. В большинстве ситаллы непрозрачны в видимом диапазоне спектра из-за

сильного рассеяния света на микрокристаллах, несмотря на слабое поглощение в них [10, с. 6–9, 219–225, 275].

Для формирования МЛ методом ЛАСК использован ситалл СТ-50, который имеет следующий состав: 60,5% SiO_2 , 13,5% Al_2O_3 , 8,5% CaO , 7,5% MgO , 10% TiO_2 . В нем основными являются микрокристаллы рутила ($\alpha\text{-TiO}_2$) и кордиерита ($2\text{MgO}\cdot 2\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 5\text{SiO}_2$) [1, 6, 9]. Именно ситалл СТ-50 использован авторами работ [1–3] как материал для формирования МЛ.

При нагревании свыше температуры плавления кристаллы рутила и кордиерита плавятся. При охлаждении расплав не успевает кристаллизоваться. Образуется прозрачное исходное стекло с высокой прозрачностью (рис. 1).

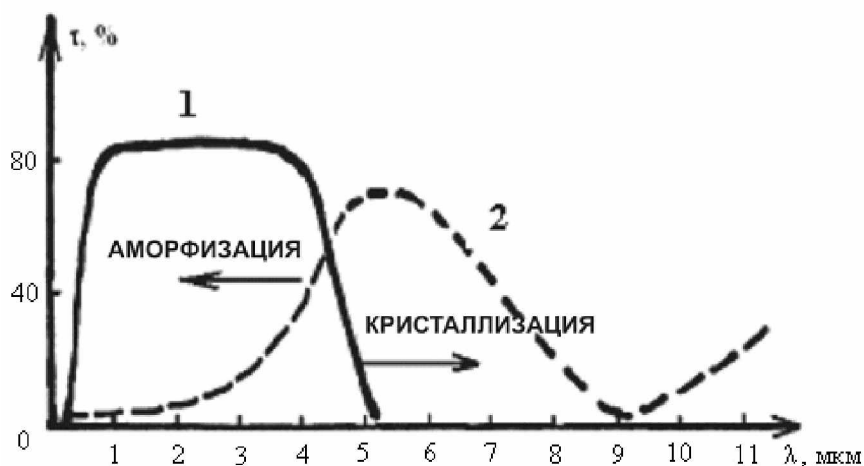


Рис. 1. Спектр пропускания ситалла СТ-50 до (2) и после (1) лазерной аморфизации [1]

Первоначальная кристаллическая фаза имеет большую плотность, чем аморфная. Поэтому объем при аморфизации увеличивается. На поверхности материала образуется выпуклость, имеющая форму, близкую к полусферической. При сквозной аморфизации тонкой пластины такие выпуклости формируются с обеих ее сторон. Прозрачный аморфизированный объем приобретает линзообразную форму [1–3] (рис. 2). В оптическую силу созданной линзы вносит вклад и градиент показателя преломления, возникающий из-за наличия градиента температуры в области аморфизации в процессе нагрева и охлаждения пластины [11].

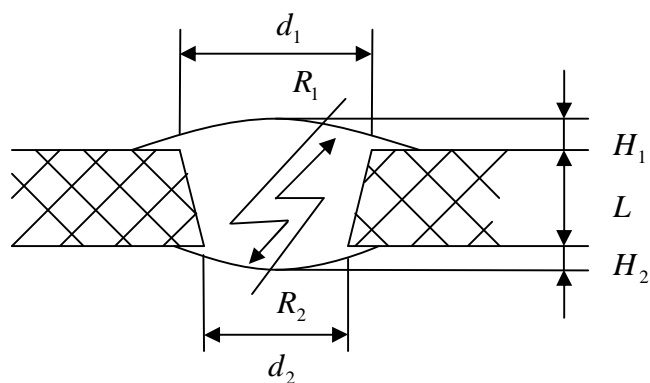


Рис. 2. Схематическое изображение сформированной МЛ

При малых временах обработки (1–3 с) форма линзы может быть похожа на усеченный конус. Чем больше длительность воздействия на заготовку, тем меньше разница между диаметрами МЛ с разных сторон пластины.

Глубина проникновения излучения $\delta \approx \frac{1}{\alpha}$ [9] на $\lambda = 1,064$ мкм в СТ-50 может быть найдена из рис. 3 [9]. Для YAG: Nd-лазера $a = 95$ см⁻¹, что на 2 порядка меньше (соответственно, δ на 2 порядка больше), чем у CO₂-лазера ($a = 8 \cdot 10^3$ см⁻¹ [1, 9]).

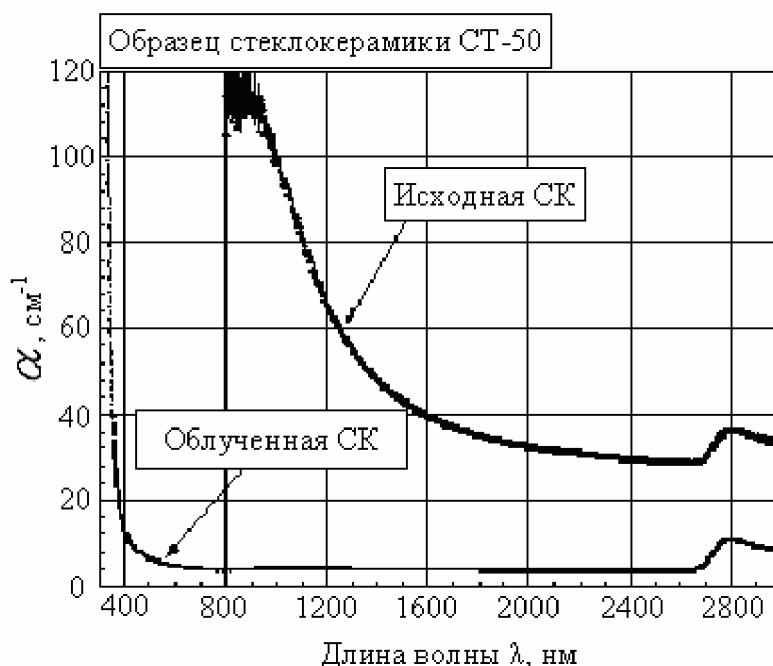


Рис. 3. Спектр поглощения ситалла СТ-50 до и после лазерного облучения [9]

При облучении СТ-50 излучением YAG: Nd-лазера плавление будет происходить с поверхности. Поскольку поглощение в расплаве пренебрежимо мало [5, 9], то происходит процесс динамического просветления ситалла (рис. 4).

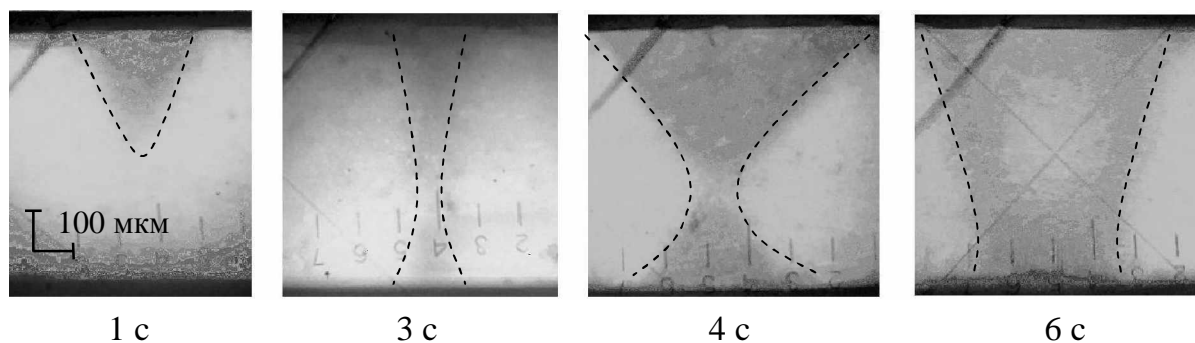


Рис. 4. Развитие во времени области аморфизации СТ-50 при обработке излучением YAG: Nd-лазера ($q = 33,4 \cdot 10^7$ Вт/м², температура предварительного подогрева $T_{np} = 600$ °C)

Излучение CO₂-лазера сильно поглощается ситаллами СТ-50, поэтому плавление кристаллов происходит при движении вглубь изотермы плавления. При малом размере области воздействия d_o фронт плавления останавливается на глубине, равной менее половины d_o . Поэтому применение YAG: Nd-лазера позволяет формировать МЛ с такими соотношениями диаметр/глубина, которые недоступны при использовании CO₂-лазера.

В зоне лазерного локального облучения стеклокерамик всегда возникают остаточные термонапряжения [1, 5, 7–9], которые неизбежно приводят к растрескиванию

ситаллов. Для их снижения требуется дополнительный нагрев образцов до температур 600–1000 °С.

Сквозное проплавление пластины СТ-50 толщиной 0,6 мм излучением YAG: Nd-лазера в наших экспериментах происходит при $q \approx 8 \cdot 10^7$ Вт/м², при $T_{np} = 600$ °С и при $q \approx 1,5 \cdot 10^7$ Вт/м², при $T_{np} = 1\ 150$ °С, а при применении CO₂-лазера $q \approx 10^7$ Вт/м² [5–7, 10–12]. Проведенные эксперименты по аморфизации СТ-50 как CO₂, так и YAG: Nd-лазером при одинаковой поглощенной объемной плотности мощности показали, что при использовании YAG: Nd-лазера для приповерхностной аморфизации достаточно $q^{YAG:Nd} = 5,9 \cdot 10^6$ Вт/м² ($T_{np} = 650$ °С), а эквивалентная ей $q^{CO_2} = 1,3 \cdot 10^6$ Вт/м² для аморфизации СТ-50 слишком мала ($T_{np} = 1100$ °С).

При использовании YAG: Nd-лазера при температуре выше 1600 °С ситалл в области воздействия при наличии яркого факела модифицировался в непрозрачную структуру черного цвета. Эта температура близка к температуре плавления кристаллов рутила (1836 К [5, с. 11]). Эта модификация возникает при $q \approx 15,3 \cdot 10^7$ Вт/м² ($T_{np} = 600$ °С) и при $q \approx 6,7 \cdot 10^7$ Вт/м² ($T_{np} = 1\ 150$ °С).

Геометрические и оптические параметры микролинз

Существует зависимость от температуры предварительного подогрева T_{np} не только требуемой плотности мощности излучения q , но и размеров области аморфизации d . Так, при использовании YAG: Nd-лазера при $T_{np} = 1\ 150$ °С аморфизация происходит уже при $q = 5 \cdot 10^7$ Вт/м² ($d = 0,9$ мм), при $T_{np} = 600$ °С требуется $q = 12,5 \cdot 10^7$ Вт/м² ($d = 0,5$ мм) при диаметре сечения пучка излучения в плоскости обработки $d_o = 0,5$ мм и времени обработки 8 с.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости d от времени воздействия излучения t . Наличие максимума может быть объяснено влиянием обратной кристаллизации ситалла [1].

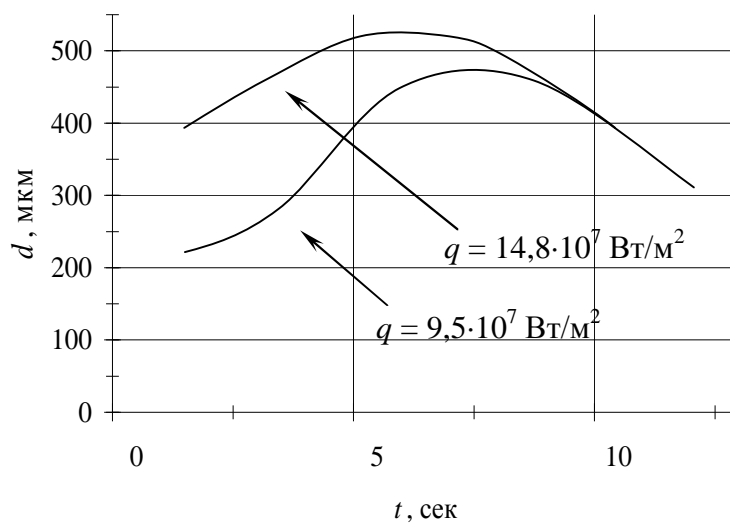


Рис. 5. Обобщенные зависимости $d(t)$ при обработке СТ-50 YAG: Nd-лазером ($T_{np} = 600$ °С, $d_o = 100$ мкм)

Кривые рис. 6 также иллюстрируют зависимость размеров сформированных МЛ от q . Стрелки прогиба H , возникающие на поверхности материала (см. рис. 6), также с увеличением времени воздействия сначала возрастают, а затем уменьшаются. Причиной этого может быть растекание расплава по поверхности пластины за границы области аморфизации (см. рис. 2).

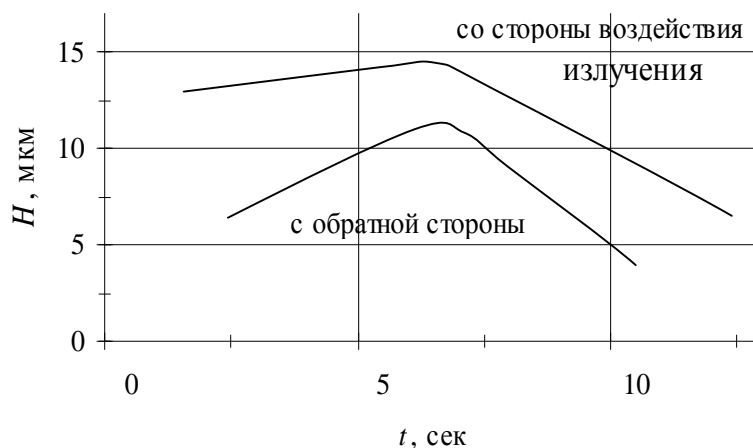


Рис. 6. Обобщенные зависимости $H(t)$ при обработке СТ-50 YAG: Nd-лазером ($T_{np} = 600$ °С, $q = 9,5 \cdot 10^7$ Вт/м², $d_o = 100$ мкм)

Тот факт, что стрелки прогиба со стороны, на которую воздействует излучение, больше, чем с противоположной, может быть объяснен исходя из особенностей формирования МЛ излучением YAG: Nd-лазера. При небольших длительностях воздействия аморфизированная область еще не является сквозной по глубине пластины. Расплав, занимающий больший объем, чем исходный микрокристаллический материал, не имеет иных путей движения, кроме как на ту поверхность, на которую воздействует излучение. При проплавлении насквозь силы тяжести недостаточно для формирования большей стрелки прогиба снизу горизонтально расположенной заготовки.

Проведенные эксперименты позволяют выявить закономерности изменения параметров МЛ от температуры предварительного подогрева, плотности мощности излучения, времени воздействия, размера сечения пучка в плоскости обработки.

Одним из наиболее важных параметров линзы является ее фокусное расстояние. Зная только размеры стрелок прогиба и диаметров области аморфизации на поверхностях пластины, расчет фокусного расстояния МЛ через ее геометрические параметры производить нельзя, так как профиль поверхностной линзы – несферический.

Теоретическое фокусное расстояние $f'_{расч}$ ближайшей сферической МЛ можно было бы приблизительно рассчитать согласно выражению [12, с. 111]:

$$\frac{1}{f'_{расч}} = (n_0 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{(n_0 - n_1)^2}{n_0 R_1 R_2} L,$$

где

$$R = \frac{d^2 + 4H^2}{8H}.$$

Здесь R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей поверхностных линз, H_1 и H_2 – стрелки прогиба поверхностных шаровых сегментов, d_1 и d_2 – диаметры области аморфизации на поверхностях пластины, n_o – показатель преломления МЛ ($n_o = 1,585$

[1, 2]), n_1 – показатель преломления воздуха (окружающей среды) ($n_1 = 1$), L – толщина МЛ ($L = 0,6$ мм).

Фокусные расстояния МЛ могут быть определены экспериментально по методу, описанному в работе [13]. Результаты измерения реального значения фокусного расстояния $f'_{мл}$ и $f'_{расч}$ представлены в табл.

τ , с	$f'_{мл}$, мм	$f'_{расч}$, мм	$f'_{пл}$, мм	$f'_{\Delta n}$, мм
1	3,18	0,53	2,07	0,55
3	3,07	0,88	3,49	0,84
4	2,43	2,43	2,95	1,43

Таблица. Фокусные расстояния некоторых МЛ, найденные разными методами (образцы получены при $q = 14,8 \cdot 10^7$ Вт/м², $d_o = 100$ мкм, $T_{np} = 1\ 150$ °С и различных временах воздействия τ)

В [11] указывается на возможность возникновения градиента показателя преломления, обусловленного изменением структуры стеклофазы и термохимическими процессами в поверхностном слое расплава при неоднородном нагреве, что может повлиять на величину фокусного расстояния. Исходя из особенностей формирования МЛ, следует предположить наличие как радиального, так и осевого градиентов показателей преломления. Под градиентом показателя преломления Δn понимается разность показателей преломления аморфизированного объема в центре МЛ и на ее краю.

Оценка влияния градиента показателя преломления на величину фокусного расстояния МЛ, полученных методом ЛАСК с использованием СО₂-лазера, была дана в [14]. Полученные согласно описанной в [14] методике результаты расчета фокусных расстояния плоскопараллельных пластин $f'_{пл}$, полученных сошлифовкой выпуклостей МЛ, и фокусных расстояний имевшихся, ныне обработанных МЛ $f'_{\Delta n}$ с учетом параболического профиля Δn представлены в таблице.

Введение в расчет Δn привело к значительному расхождению в результатах экспериментального измерения $f'_{мл}$ и расчета $f'_{\Delta n}$, что может быть связано с особенностями формирования МЛ. Линза формируется послойно и, по-видимому, каждому слою соответствует свой Δn . Максимальный Δn должен быть в слое, граничащем с входной поверхностью, а минимальный – в слое, граничащем с выходной поверхностью пластины Δn , определяемый из $f'_{\Delta n}$, близко соотносится с аналогичными данными, полученными в [14].

Заключение

В работе показана возможность создания двояковыпуклых микролинз методом лазерной аморфизации ситалла СТ-50 при воздействии излучения YAG: Nd-лазера. При использовании YAG: Nd-лазера возможно получение областей аморфизации с размерами меньше и глубинами аморфизации больше, чем у тех областей аморфизации, которые сформированы при использовании СО₂-лазера.

По результатам работы можно сделать следующие выводы.

(1) При плотности мощности YAG: Nd-лазера от $6 \cdot 10^6$ до $15 \cdot 10^7$ Вт/м² и предварительном нагреве образцов до температуры от 500 до 1200 °С может быть осуществлен режим аморфизации ситалла СТ-50. При превышении определенного порога температуры происходит модификация СК в непрозрачную структуру черного цвета.

(2) Глубина области аморфизации при использовании CO₂-лазера зависит от размера поперечного сечения пучка в плоскости обработки и приложенной плотности мощности, а для YAG: Nd-лазера – от времени воздействия на материал.

(3) Параметры формируемых МЛ зависят от температуры предварительного подогрева, плотности мощности излучения, времени воздействия, размера сечения пучка в плоскости обработки.

Автор благодарит за поддержку экспериментов и помощь в написании данной работы своего научного руководителя профессора В.П. Вейко и доцента Г.К. Костюк.

Работа выполнена при поддержке «Гранта президента Российской Федерации на ведущую научную школу НШ-1370.2003.8», гранта РФФИ 04-02-16611а и Госконтракта 02.445.11.7108.

Литература

1. Veiko V.P., Kieu Q.K. Phase-structural transformations of Glass-ceramics under laser heating as a way to create new micro-optical components and materials. // *Proceedings of SPIE*. 2004. Vol. 5399. P.11–20.
2. Скиба А.П., Волков В.П., Сечко А.Г. и др. Оптические элементы, полученные методом аморфизации ситаллов. // *Оптико-механическая промышленность*. 1991. № 9. С. 59–62.
3. Бондаренко А.В., Волков В.П., Емельянов А.В., Непокойчицкий А.Г., Сечко А.Г., Скиба П.А. Возможности использования ситалловых микролинз в системах обработки оптической информации. // *Лазеры и оптическая нелинейность (Материалы IX Белорусско-Литовского семинара)*. Минск: Институт физики им. Б.И. Степанова, 1989. С.106–109.
4. Вейко В.П. Лазерная технология формирования дифракционных оптических элементов. // *Известия РАН. Серия физическая*. 1992. № 6. С. 169–176.
5. Скиба П.А. Лазерная модификация стекловидных материалов. Минск: БГУ, 1999.
6. Skiba P.A., Volkov V.P., Predko K.G., Veiko V.P. Laser-stimulated local change of glass-ceramic optical properties. // *Optical Engineering*. 1994. Vol. 33. № 11. P.3572–3577.
7. Скиба П.А., Каранчук Д.Я. Оптимизация процессов лазерного формирования оптических элементов на основе стеклокерамики. // *Известия вузов. Приборостроение*. 2004. Т. 47. № 10. С.14–20.
8. Veiko V.P., Yakovlev E.B. Physical fundamentals of laser forming of micro-optical components. // *Optical Engineering*. 1994. Vol. 33. № 11. P.3567–3571.
9. Veiko V.P., Kieu Q.K., Nikonorov N.V. Laser modification of glass-ceramics structure and properties: a new view to traditional material. // *Proceedings of SPIE*. 2004. Vol. 5662. P.119–128.
10. Бережной А.И. Ситаллы и фотоситаллы. М.: Машиностроение, 1966.
11. Мак А.А. Митькин В.М., Петровский Г.Т. Формирование градиента показателя преломления световым излучением. // *Доклады академии наук СССР*. 1986. Т. 287. № 4. С. 845–848.
12. Кругер М.Я., Панов В.Я., Кулагин В.В. и др. Справочник конструктора оптико-механических устройств. Л.: Машиностроение, 1968.
13. Костюк Г.К., Рачинская А.Н. Определение фокусного расстояния оптических элементов размером менее 1 мм. // *В печати*.
14. Вейко В.П., Костюк Г.К., Рачинская А.Н. Градиент показателя преломления в микрооптических элементах на основе лазерной аморфизации стеклокерамик. // *В печати*.

ОПТИЧЕСКАЯ СТЕКЛОКЕРАМИКА НА ОСНОВЕ ФТОРСОДЕРЖАЩИХ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

В.С. Рыженков (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

Научный руководитель – кандидат химических наук, доцент Е.В. Колобкова (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

Проведен синтез и исследование стекол фторосиликатной системы, содержащих РЗИ, и получение на их основе стеклокристаллических материалов с особыми свойствами, которые можно будет использовать в качестве активных оптических сред. Изучены физико-химические и спектрально-люминесцентные характеристики полученных стеклокристаллических материалов.

Введение

На сегодняшний день наиболее актуальным является создание оптических материалов с особыми свойствами. Большой интерес представляет получение стеклокристаллических оптических композиций, активированных редкоземельными ионами (РЗИ), на основе фторсодержащих силикатных стекол [1–4]. Эти материалы сочетают в себе оптические параметры низкофононных фторидных кристаллов и высокие механические и химические характеристики силикатных стекол. Материалы пригодны для использования в телекоммуникационных системах для создания оптических усилителей, апконверсных волокон и твердотельных лазеров. Очевидно, что для создания подобных устройств оптимальны материалы, для которых характерен низкочастотный фононный спектр, так как это позволяет уменьшить потери возбуждения за счет процесса мультифононного тушения. Долгое время считалось, что фторосодержащие материалы (фторидные стекла и кристаллы) оптимальны для решения указанной проблемы. Однако со времени создания Вангом в 1993 г. нового вида стеклокристаллических материалов, активированных РЗИ, открылись новые перспективы, а именно, оказалось возможным создание оксифторидной стеклокерамики. Было обнаружено, что для некоторых оксифторидных стеклообразных материалов характерно формирование фторидных кристаллов, активированных РЗИ, в процессе термической обработки исходного стекла. Таким образом, полученные материалы сочетают все лучшие свойства оксидных и фторидных нанокристаллов, управляющих оптическими свойствами РЗИ, а также простоту получения и прекрасные макроскопические (химическая устойчивость, механическая прочность и оптическое качество) свойства оксидных стекол.

В ходе работы необходимо было получить образцы из стекла, качество которых должно быть близким к оптическому. Затем образцы термообрабатывались с целью вырастить в их объеме нанокристаллы. Самой важной проблемой является получение кристаллов определенных параметров, размеров и в определенном количестве. Основная задача заключается в том, чтобы РЗИ в процессе термообработки полностью перешли из стеклофазы в структуру кристаллов.

В работе анализируются 3 основных вопроса:

1. влияние состава (концентрации фтора) и условий синтеза на изменение состава стекла, возможность получения гомогенного объекта при традиционных методах охлаждения объемного образца;
2. определение интервала температур для проведения контролируемой кристаллизации;
3. возможность получения стеклокристаллических материалов, в которых практически весь РЗИ находится в составе кристалла, и определение времени термообработки

при заданной температуре, при котором процесс перехода РЗИ из стеклообразной составляющей композиции в кристаллическую фазу практически завершен.

Попутно методами оптической спектроскопии были выяснены некоторые структурные аспекты нового фторсиликатного стекла.

Постановка задачи

Данная работа посвящена изучению возможности получения стеклокерамических материалов на основе стекол фторсодержащей силикатной системы. Анализ литературных данных показывает, что на сегодняшний день подобные материалы получены на основе фторсодержащих силикатных, германатных стекол и фторцирконатных стекол. Следует отметить, что в случае двух первых систем кристаллизация проходит предположительно по нуклеационному механизму, в то время как в случае чисто фторидных композиций наблюдается спинодальный распад. Такое различие связано с тем, что в первом случае концентрация кристаллообразующей фазы намного меньше, чем во втором, и составляет приблизительно 3–6 об.%. Во втором случае объем кристаллической фазы может достигать 70% при сохранении прозрачности образца. Следует отметить, что в случае ранее исследованных фторсиликатных составов первой кристаллической фазой, выделяющейся при температурах, близких к T_g , являются низкофононные ($\nu=400\text{см}^{-1}$) кристаллы $\text{Pb}_x\text{Cd}_{1-x}\text{F}_2$. Нами было сделано предположение, что увеличение содержания кристаллообразующей составляющей путем изменения режима синтеза, позволяющего сохранить большую концентрацию фтора, может привести к увеличению достижимой концентрации кристаллической фазы и, возможно, изменению механизма кристаллизации.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. синтезировать стекла системы, изменяя состав и условия синтеза с целью выявления влияния концентрации фторидной составляющей на процесс кристаллизации;
2. исследовать физико-химические свойства синтезированных стекол;
3. изучить влияние температуры термообработки на процесс кристаллизации стекол разных составов;
4. исследовать спектрально-люминесцентные характеристики полученных стекол и стеклокерамических материалов, полученных на их основе.

В настоящей работе были исследованы стекла системы $\text{SiO}_2\text{-CdF}_2\text{-PbF}_2\text{-ZnF}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$ (AlF_3).

Методы исследований

Для синтеза стекол применялись материалы, выпускаемые отечественной химической промышленностью, отличающиеся высокой степенью чистоты (ГОСТ 13867-68). Взвешивание реактивов проводилось на технических весах ВКЛТ-500 (точность $\pm 0,01$ г).

Синтез проводился в электрической стекловаренной печи с силитовыми нагревателями при температуре 1100 °С. Также меняли продолжительность варки для выяснения влияния времени синтеза на изменения химического состава стекла. В зависимости от состава шихты были использованы корундовые тигли, а также стеклоуглеродный варочный комплект для варки стекла по схеме «тигель в тигле» и открытый стеклоуглеродный тигель. Синтез в закрытых стеклоуглеродных тиглях значительно снижает улетучивание компонентов, и создаются восстановительные условия при отсутствии взаимодействия с расплавом. Синтез в корунде обеспечил хорошие показатели качества стекла. Одна часть расплава стекломассы отливалась на охлажденную стеклоуглеродную пластину, так как стеклоуглерод не взаимодействует с расплавом стекла, и с об-

разцом потом легче работать. Другая часть расплава отливалась в специальные формы и помещалась в муфельную печь отжига при температуре муфеля 400 °С. Образцы стекла, подвергнутые отжигу, были свободны от напряжений и кристаллов, вследствие чего их можно было исследовать различными методами.

Были сварены и исследованы два стекла следующих составов:
 состав 1 мол. %: SiO₂–30, Al₂O₃–7,5, PbF₂–18, YF₃(EuO_{3/2})–5, CdF₂–14, ZnF₂–18.
 состав 2 мол. %: SiO₂–30, AlF₃–15, PbF₂–18, YF₃(EuO_{3/2})–5, CdF₂–14, ZnF₂–18.

В стеклах 2% фторида иттрия заменяли на 1% оксида европия.

Для выяснения влияния состава и условий синтеза на физико-химические свойства были исследованы плотность и КЛТР, характеристические температуры были определены на основании анализа ДТА данных. Измерения ДТА проводили на дериватографе типа PAULIK-1500 фирмы «МОМ» (Венгрия). Для измерения теплового расширения использовали вертикальный дифференциальный кварцевый dilatометр ДКВ-4, который обеспечивает определение ТКЛР материалов с погрешностью не более $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. Нагревание образца проводили со стандартной скоростью 5 К/мин.

Спектры люминесценции измерялись на спектрофотометре МДР-23, спектры поглощения – на ИКС-21, спектры КРС – на RAMANOR-100.

Результаты и их обсуждение

Теплофизические свойства

Был проведен анализ влияния атмосферы варки на физико-химические свойства стекол. С этой целью корундовый тигель и воздушная атмосфера были заменены замкнутым стеклоуглеродным тиглем и, соответственно, сильно восстановительной атмосферой синтеза. В результате для состава с Al₂O₃ были получены три разных стекла с заметно отличающимися температурными характеристиками и КЛТР. Анализ табл. 1 показывает, что при замене оксида алюминия на фторид увеличивается КЛТР, что соответствует увеличению числа немостиковых связей, т.е. увеличению фторидной составляющей сетки стекла. Однако наибольшие различия возникают при переходе к синтезу в замкнутом стеклоуглеродном тигле. Следует отметить, что такой метод синтеза оптимален для фторсодержащих систем и позволяет сохранить концентрацию фтора, близкой к заданной. По всей вероятности, состав, получаемый при синтезе в замкнутом тигле, наиболее близок к синтетическому. Однако серьезным недостатком является наведенная окраска вследствие частичного восстановления кадмия и свинца.

Стекло	Время синтеза, мин	Плотность, г/см ³	КЛТР 10 ⁻⁷ К ⁻¹	T _g	T _{нд}
AlO _{3/2} , мол. %	15	5.799	105	433	469
Термообработка 2 часа	450 °С	5.64			
	40	5.99			
AlF ₃ , мол. %	15	5.840	125	402	442
Термообработка 2 часа	450 °С	5.94			
	30	5.839	133	405	444
	45	5.690			
СУ	45		161	466	485

Таблица 1. Физико-химические свойства полученных образцов

В табл. 1 T_g – температура стеклования, а $T_{нд}$ – температура начала деформации стекла.

Термообработка синтезированных стекол проводилась при температурах, близких к T_g , но меньше, чем температура начала кристаллизации $T_k=450$ °С. Выбор такой температуры связан, с одной стороны, с увеличением скорости массопереноса, который обуславливает формирование кристаллической фазы, с другой стороны – с необходимостью минимальной деформации формы. Термообработка проводилась при трех временах: 30, 60 и 90 мин. В результате были получены образцы с видимой опалесценцией при максимальной выдержке, что свидетельствует об интенсивности прохождения процесса разделения фаз.

С целью определения температурных интервалов термообработки для получения стеклокерамических материалов были измерены дериватограммы синтезированных стекол состава, содержащих 7.5 мол.% оксида алюминия. На рис. 1 и 2 приведены дериватограммы стекол, синтезированных в корундовых тиглях при временах варки 15 и 45 минут.

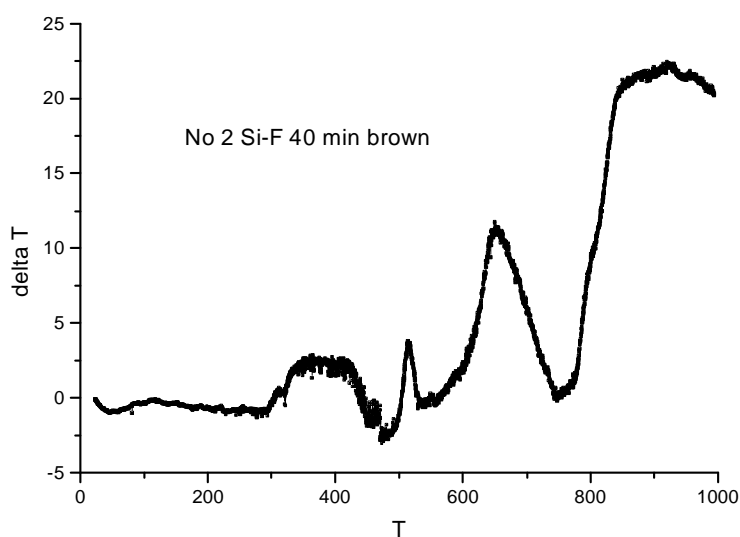


Рис. 1. Данные ДТА для стекла с Al_2O_3 , синтезированного при времени варки 15 мин. в корундовом тигле

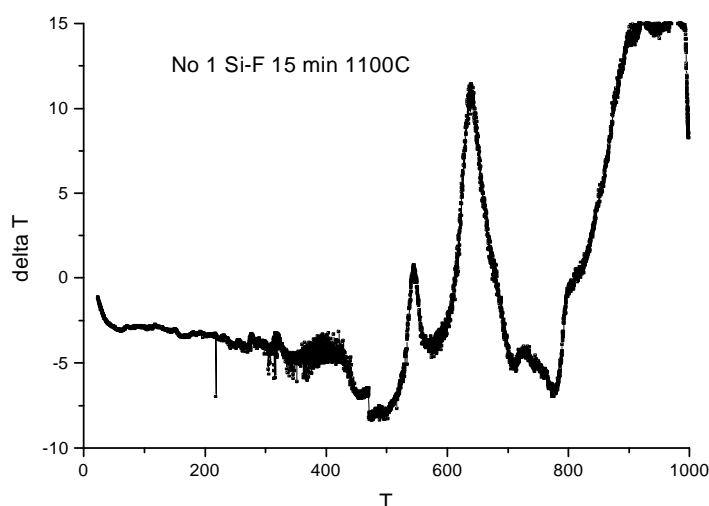


Рис. 2. Данные ДТА для стекла с Al_2O_3 , синтезированного при времени варки 45 мин. в корундовом тигле

На основании анализа табл. 2 становится очевидным, что изменение только временного режима приводит к получению различных стекол. Можно сделать вывод, что

увеличение времени синтеза в открытом тигле приводит к значительному улету тетрафторида кремния, что уменьшает диапазон стеклования с 77 °С до 55 °С, т.е. уменьшает диапазон вторичной термообработки. Интересным моментом является сохранения значения температуры стеклования, что связано с конкурирующими процессами между фторидной и оксидной составляющей сетки.

Стекло	T_g	T_k	T_1	T_2	$T_k - T_g$
15 мин. корунд	429	506	542	640	77
45 мин. корунд	430	485	512	651	55

Таблица 2. Температурные характеристики стекол на основании данных ДТА

В табл. 2 T_k – температура начала кристаллизации, а T_1 и T_2 – температуры, соответствующие первому и второму пикам кристаллизации.

Особняком стоит стекло, синтезированное в СУ. Оно имеет насыщенный оранжевый цвет, что можно объяснить восстановлением ионов кадмия и свинца. Высокая $T_k=460$ °С связана с тем, что синтезированный состав оказывается наиболее близок к синтетическому и содержит высокую концентрацию оксида кремния.

С целью определения температурных интервалов термообработки для получения стеклокерамических материалов были измерены дериватограммы синтезированных стекол, содержащих 7.5 мол.% оксида алюминия. Интервал термообработки снизу ограничен температурой стеклования, а сверху T_k – началом процесса кристаллизации.

Однако уже первые, самые общие наблюдения свидетельствуют о значительном отличии полученных нами стекол и стекол, ранее исследованных и описанных в литературе. Основные отличия демонстрируют данные ДТА. В отличие от ранее описанных стекол, в ДТА наблюдаются два пика кристаллизации, более высокие T_g .

Спектроскопия КРС

На рис. 3 показан КР спектр исходного стекла состава 1. Сопоставление полученного спектра со спектрами силикатных стекол, которые сформированы кремниевокислородными тетраэдрами различной степени конденсации, показывает возникновение при формировании фторсиликатной матрицы новых структурных группировок. Следует отметить, что исследуемая система содержит более 60 мол.% фторидов, которые формируют свои структурные группировки, связанные каким-то образом с силикатными тетраэдрами. Полосы фторидной составляющей сетки, как известно, вследствие высокой степени ионности формируемых связей имеют гораздо меньшую интенсивность по сравнению с оксидной составляющей. Их полосы находятся в диапазоне частот менее 500 см^{-1} . Поэтому интенсивная деполаризованная полоса, наблюдаемая в спектре КРС, принадлежит колебаниям силикатной составляющей немостиковых атомов кислорода.

Следует отметить, что в КРС спектрах самыми интенсивными и высокочастотными являются полосы типа A_1 , принадлежащие колебаниям немостиковых атомов кислорода. В нашем случае очевидно, что полоса сильно деполаризована, из чего можно заключить, что фторидная составляющая сетки оказывает сильное влияние на силикатные тетраэдры, что приводит к заметному уменьшению симметрии тетраэдров и деполаризации единственного наблюдаемого в спектре КРС колебания. Таким образом, нельзя рассматривать отдельно фторидную и оксидную составляющие сетки.

Переходя непосредственно к рассмотрению КРС спектра, перечислим полосы, в нем наблюдаемые. Полоса 890–900 см^{-1} принадлежит силикатному тетраэдру, связанному с другими структурными единицами сетки. Изолированный оксидный тетраэдр

характеризуется полосой 750–780 см^{-1} , димер имеет полосу 900 см^{-1} . Однако в спектре димера должна присутствовать интенсивная полоса 600–650 см^{-1} , принадлежащая симметричному мостиковому колебанию. Отсутствие полосы, обусловленной колебанием Si-O-Si, свидетельствует об отсутствии силикатных димеров в структуре стеклообразной матрицы. Есть вероятность, что оксидная составляющая сетки образуется за счет формирования связей Si-O-Al.

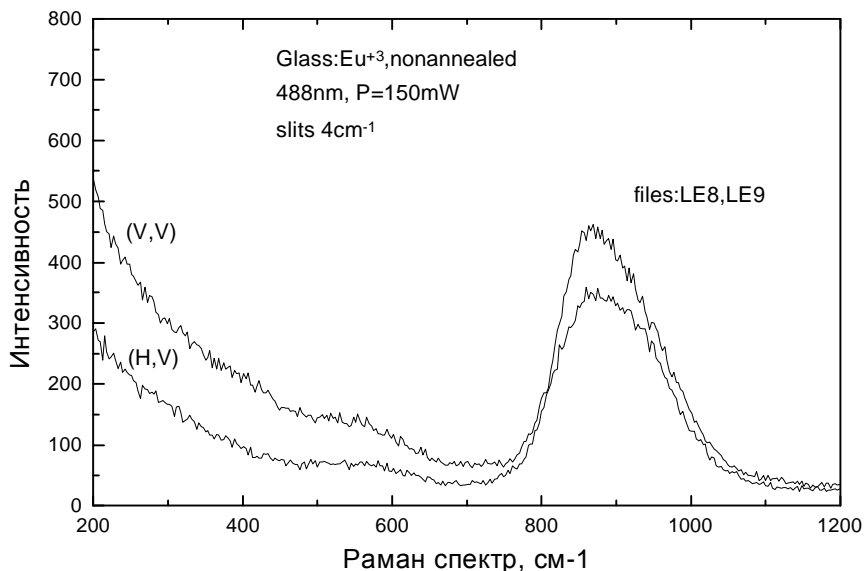


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния света исходного стекла, измеренные в двух поляризациях (VV, HV)

Спектры оптического поглощения

Спектроскопия оптического поглощения была применена с целью изучения ИК границы поглощения и, в частности, оценки концентрации групп ОН, присутствующих в исследованных стеклах. Были сопоставлены спектры поглощения стекол с Al_2O_3 и AlF_3 . Оказалось, что спектры практически идентичны. Единственная полоса 2.8 $\mu\text{м}$ принадлежит поглощению группы ОН (Si-O-H). Следует отметить, что наблюдаемый спектр заметно отличается от спектров традиционных силикатных стекол и похож на спектр кварцевого стекла. Однако интенсивность полосы 2.8 $\mu\text{м}$ во фторсиликатном стекле заметно ниже, чем в кварцевом марки КВ. Граница мультифононного поглощения в исследуемых стеклах также нетрадиционная для многокомпонентных силикатных стекол и соответствует 5 $\mu\text{м}$, как и для КВ. Таким образом, можно заключить, что разработанные стекла имеют широкую область пропускания в ИК диапазоне с малым поглощением «водяной полосы».

Спектры люминесценции

Изменение спектров люминесценции в зависимости от времени термообработки даны на рис. 4. Спектры люминесценции были исследованы на примере стекол с Al_2O_3 , активированных ином Eu^{3+} , вводимым в виде оксида, в отличие от ранее разработанных стекол. Как уже было указано, диапазон возможной термообработки был определен на основании измерений ДТА.

Для исследования люминесценции стекол, термообработанных при 450 $^\circ\text{C}$, было выбрано стекло с $T_g=430$ $^\circ\text{C}$ и $T_k=520$ $^\circ\text{C}$.

Температура T_0 была выбрана близкой к T_g для контроля процесса направленной кристаллизации. Как известно из литературных источников [1–7], при T_0 формируются нанокристаллы состава $\text{CdPb}_{1-x}\text{F}_2$. В работе поставлен вопрос, как перераспределяются РЗИ в процессе прохождения процесса термообработки. На этот вопрос могут ответить спектры люминесценции, которые должны изменяться в случае полного перехода РЗИ из стеклообразной матрицы в кристаллическую.

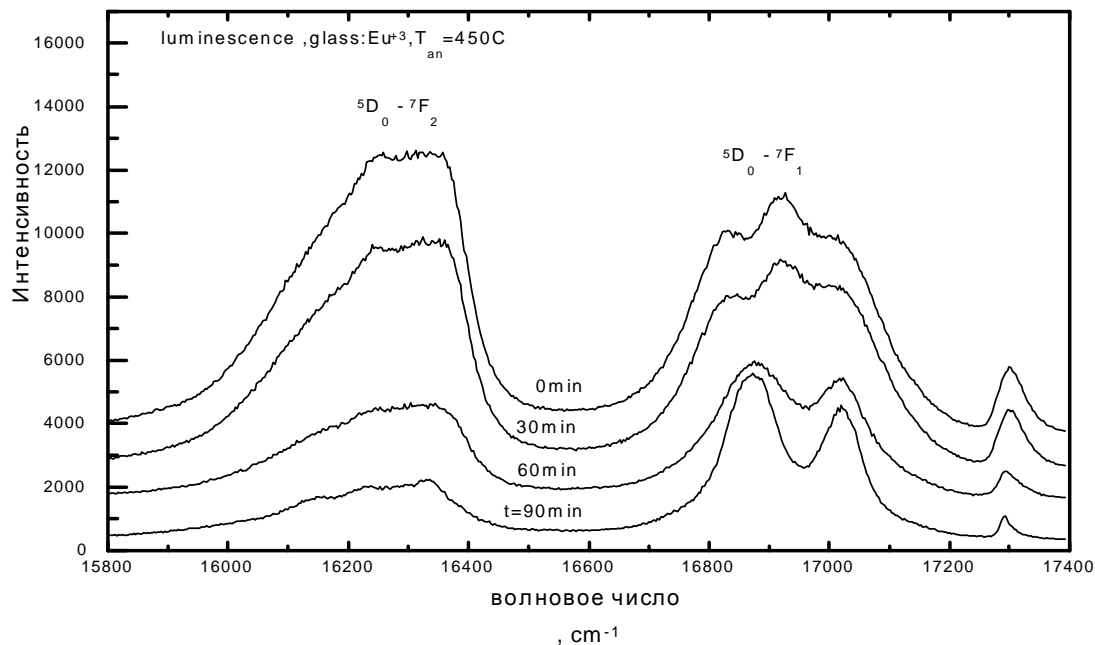


Рис. 4. Спектры люминесценции стекла содержащего Al_2O_3 , измеренные при различных временах термообработки

Анализ проводился на основании изменения трех полос в спектре трехвалентного европия.

Для стеклообразной матрицы характерен спектр, в котором самой интенсивной полосой является полоса, соответствующая вырожденному ${}^5\text{D}_0$ - ${}^7\text{F}_2$ переходу, вторым по интенсивности является трижды вырожденный переход ${}^5\text{D}_0$ - ${}^7\text{F}_1$. Тот факт, что в стекле полностью снимается вырождение, позволяет говорить о том, что Eu^{3+} находится в окружении с низкой симметрией, которое характерно для фторидных стеклообразных сред. T_0 в течение 30 мин приводит к уменьшению интенсивности перехода 620 нм по сравнению с 590 нм. Наиболее заметные изменения происходят в спектре люминесценции при выдержки 60 мин ($T=450^\circ\text{C}$). Происходит изменение структуры полосы ${}^5\text{D}_0$ - ${}^7\text{F}_1$ – появляются две полосы 16875 cm^{-1} и 17150 cm^{-1} , что может свидетельствовать об увеличении симметрии окружения РЗИ и о преимущественном переходе в кристаллическую составляющую структуры [7]. Увеличение времени выдержки до 90 мин. ведет к еще большему изменению спектра люминесценции иона европия, что говорит о полном переходе РЗИ в кристалл. Следует отметить, что в последнем стекле уже наблюдается опалесценция, что говорит о высоком содержании кристаллической фазы.

Заключение

Таким образом, на основании анализа спектрально-люминесцентных характеристик синтезированных стекол и полученных на их основе стеклокристаллических материалов можно заключить, что полученные стеклообразные материалы:

1) формируются посредством построения смешанной оксифторидной сетки, причем при активации РЗИ ион активатора имеет преимущественно фторидное окружение;

- 2) характеризуются широкой границей ИК пропускания (до 5 мкм), не характерной для оксидных стеклообразных материалов;
- 3) имеют малую концентрацию групп Si-OH;
- 4) при термообработке вблизи T_g демонстрируют быстрый рост кристаллической фазы (предположительно PbF_2), что приводит к полному переходу РЗИ в кристаллы, о чем свидетельствуют спектры люминесценции.

Литература

1. Kukkonen L.L., Reaney I.M. Nucleation and cristalisation of transparent, erbium III-doped, oxyfluoride glass-ceramics. // Journal of Non-Cristalline Solids. 2001. 290. P. 25–31.
2. Mortier M., Goldner P. Erbium doped glass-ceramics: concentration effect on cristal structure and energy transfer between active ions. // Journal of Alloys and Compounds. 2001. 323–324. P. 245–249.
3. Braglia M., Bruschi C., Dai G. Glass-ceramics for optical amplifier: rheological, thermal, and optical properties. // Journal of Non-Cristalline Solids. 1999. 256&257. P. 170–175.
4. Tick P.A., Borelli N.F., Cornelius L.K. Transparent glass ceramics for 1300 nm amplifier applications. // Appled physics letters. 1 December 1995. Vol. 78. № 11.
5. Goutaland F., Jander P., Brocklesby W.S. Cristalisation effect on rare earth dopants in oxyfluoride glass ceramics. // Optical Materials. 2003. 22. P. 383–390.
6. Luciano A. Bueno, Melnikov Petr. Messaddeq Younes, Er³⁺ and Er³⁺ contaning transparent glass ceramics in the system PbGeO₃-PbF₂-CdF₂. // Journal of Non-Cristalline Solids. 1999. 247. P. 87–91.
7. Chiodini N., Paleari A., Brambilla G., Taylor E.R. Erbium doped nanostructured tin-silicate glass-ceramic composites. // Appled physics letters. 10 June 2002. Vol. 80. № 23.
8. Gutzov S., Kohls M., Lerch M. The luminescence of Zr-Eu-O-N materials. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2000. 61. P. 1301–1309.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

А.М. Уляшенко

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Н.В. Никоноров

Разработана чувствительная методика измерения степени поляризации люминесценции. С ее помощью обнаружена и исследована поляризованная люминесценция стекол и стеклокристаллических материалов, активированных ионами Cr^{4+} и Ni^{2+} .

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке сверхширокополосных (с шириной полосы более 100 нм) волоконных оптических усилителей и перестраиваемых лазеров для ближнего ИК-диапазона. Это может быть достигнуто путем использования ионов переходных элементов (хром, никель), имеющих рекордно широкие полосы вынужденного излучения в ближней ИК-области света (100–300 нм) [1, 2]. Кроме того, сечения вынужденного излучения для ионов переходных металлов в несколько раз превышают сечения для редкоземельных ионов (эрбий, тулий, иттербий, неодим), используемых в настоящее время в волоконных усилителях.

Так как структура стекла неупорядочена, редкоземельные активаторные центры в нем не обладают симметрией и, следовательно, относятся к обширной группе центров, которые поглощают и испускают свет анизотропно. Такая анизотропия оптических центров приводит к явлению «поляризованной люминесценции» (ПЛ) стекол [3], а именно, к появлению частичной поляризации спектров люминесценции при возбуждении линейно поляризованным светом. Это явление изучено для стекол, активированных ионами Er^{3+} [4].

Характерная особенность ионов переходных элементов состоит в том, что они обычно в одной матрице находятся в нескольких валентных и координационных состояниях. В результате экспериментально наблюдаемые спектры поглощения и люминесценции представляют собой суперпозицию спектров оптических центров одного элемента [5]. Несмотря на то, что спектрально-люминесцентные свойства оптических центров одного элемента в разных валентных и координационных состояниях, как правило, различаются очень сильно, их селекция представляет большие трудности. Такая интерпретация представляет как важную фундаментальную проблему спектроскопии, так и прикладную задачу, направленную на разработку материалов (стекло и наноразмерных стеклокерамик) для нового поколения лазеров и сверхширокополосных усилителей света в ближнем ИК-диапазоне. Именно поэтому целью данной работы было экспериментальное исследование поляризованной люминесценции ионов переходных элементов (хром, никель) и определение их валентных и координационных состояний в стеклах и наноразмерных стеклокерамиках для нового поколения сверхширокополосных волоконных оптических усилителей.

Объект исследования и методика эксперимента

В работе исследовались стеклокристаллические материалы на основе стеклокристаллического форстерита (Mg_2SiO_4), активированного ионами Cr^{4+} , с содержанием хрома 0.2–0.85 вес.% и на основе шпинели (LiGa_5O_8), активированной ионами Ni^{2+} , с содержанием никеля 0.5 вес.%. Образцы представляли собой полированные пластинки, у которых были отполированы 4 грани с целью предотвращения деполяризации как воз-

буждающего света, так и света люминесценции. Толщина пластинок выбиралась так, чтобы уменьшить реабсорбцию света люминесценции.

Схема установки, использовавшейся для наблюдения ПЛ, изображена на рис. 1. Люминесценция возбуждалась в диапазоне 975–1010 нм излучением непрерывного титан-сапфирового лазера (модель 3900S, Spectra Physics) (2), который накачивался неодимовым лазером с удвоением частоты $\lambda=532$ нм (модель Millennia-Xs, Spectra Physics) (1). Чтобы иметь возможность менять направление линейной поляризации возбуждающего света, излучение лазера пропускать сначала через кристалл LiNbO_3 (3), а затем через призму Глана (4).

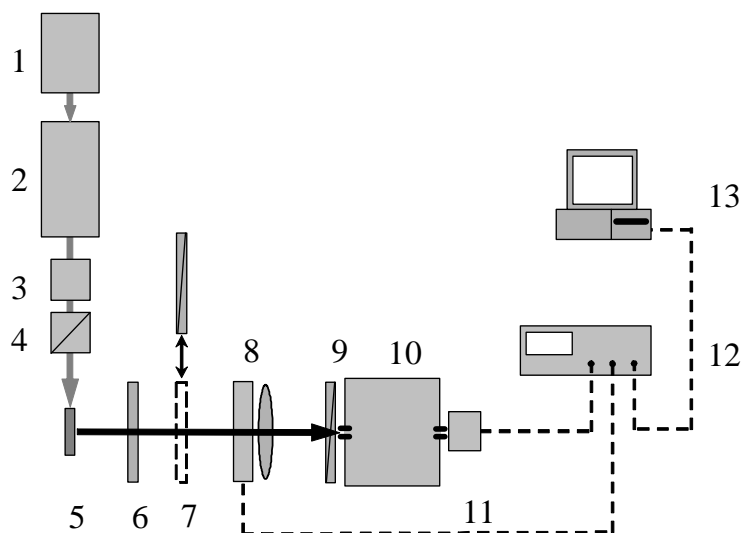


Рис. 1. Экспериментальная установка: (1) – Nd-лазер ($\lambda = 532$ нм), (2) – $\text{Ti-Al}_2\text{O}_3$ -лазер, (3) – кристалл LiNbO_3 , (4) – призма Глана, (5) – образец, (6) – ИК-фильтр, (7, 9) – пленочный поляризатор, (8) – вращающаяся пластинка $\lambda/2$, (10) – монохроматор, (11) – InGaAs-приемник, (12) – синхронизированный усилитель, (13) – компьютер

Наблюдение сигнала люминесценции производилось в направлении, перпендикулярном направлению возбуждающего света. Сигнал люминесценции регистрировался при помощи монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) (10) и приемника InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation) (11).

С целью повышения чувствительности установки по отношению к регистрации малых изменений интенсивности света для ортогональных поляризаций свет люминесценции модулировался путем использования комбинации из вращающейся полуволновой пластинки (8) и закрепленного пленочного поляризатора (9). Интенсивность света люминесценции, прошедшего через такую комбинацию оптических элементов, модулирована на учетверенной частоте вращения пластинки $\lambda/2$. При этом амплитуда модуляции пропорциональна величине $\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda)$, где $I_{\parallel}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, а $I_{\perp}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света.

Для улучшения отношения сигнала к шуму использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе управляемого синхронизируемого усилителя (модель SR850, Stanford Research Systems) (12). Источником опорного сигнала служил светодиод, фиксирующий вращение пластинки $\lambda/2$. Результирующий продетектированный сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции – дифференциальный спектр $\Delta I(\lambda)$. Для улучшения дискриминации света люминесценции и возбуждающего света после образца располагался фильтр

ИКС-6. Установка была градуирована по спектральной чувствительности с помощью ленточной лампы.

Результаты и обсуждения

В качестве основного экспериментального подхода применялось исследование поляризованной люминесценции, которая возникает при возбуждении линейно поляризованным светом. Так как оптические центры переходных элементов в неупорядоченных материалах не обладают симметрией, они испускают и поглощают свет анизотропно. Характер этой анизотропии существенно зависит от четности числа оптических электронов (электронов на d-оболочке для переходных элементов). Ввиду отсутствия симметрии вырождение энергетических уровней снимается максимально возможным образом. В случае четного числа оптических электронов вырождение снимается полностью, анизотропия поглощения или испускания света между любой парой уровней максимальна и соответствует линейному диполю. Такие ионы принято называть «некрамерсовыми». В случае нечетного числа оптических электронов у несимметричного оптического центра уровни дважды вырождены (образуют так называемые «крамерсовы дуплеты»), анизотропия поглощения или испускания света описывается в общем случае трехосным эллипсоидом и может, в частности, отсутствовать. Ионы с нечетным числом оптических электронов принято называть «крамерсовыми». Поэтому эффекты поляризованной люминесценции для некрамерсовых ионов гораздо больше, чем для крамерсовых. Благодаря указанному обстоятельству исследование поляризованной люминесценции может послужить основой для селекции валентного состояния ионов d-элементов.

Модель линейных осцилляторов дает хорошо известное объяснение эффекта поляризованной люминесценции, наблюдаемой при возбуждении линейно поляризованным светом [3]. Под действием такого света преимущественно возбуждаются оптические центры, у которых направление осциллятора, ответственного за поглощение, близко к направлению поляризации возбуждающего света. По отношению к возбужденным центрам образец приобретает аксиальную симметрию, и анизотропия его люминесценции соответствует такой симметрии. Величина степени поляризации люминесценции определяется углом между поглощающим и излучающим осцилляторами.

С целью проверки применимости кратко описанной выше модели для объяснения поляризованной люминесценции стеклокерамик были проведены измерения, при которых электрический вектор возбуждающего света был параллелен направлению наблюдения (рис. 2). В остальном геометрия эксперимента сохранялась. В этом случае наведенная светом ось аксиальной симметрии возбужденного образца совпадает с направлением наблюдения, и измеряемая люминесценция должна быть неполяризована (точно так же, как неполяризованы спектры поглощения и люминесценции одноосного кристалла при наблюдении вдоль оптической оси). Результаты измерений согласовались с таким прогнозом: величина $\Delta I(\lambda)$ была много меньше, чем в случае, когда электрический вектор возбуждающего света был перпендикулярен плоскости, содержащей направление возбуждения и направление регистрации. Отличие сигнала $\Delta I(\lambda)$ от нуля можно объяснить угловой расходимостью пучка света люминесценции.

Измерения показали, что полоса люминесценции в диапазоне 1000–1500 нм приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направление возбуждения и направления наблюдения (рис. 3–4). Эффект наблюдался как для стеклокристаллических образцов, так и для стекол, активированных хромом. Как видно, контур дифференциального спектра $\Delta I(\lambda)$ значительно отличается от контура спектра люминесценции.

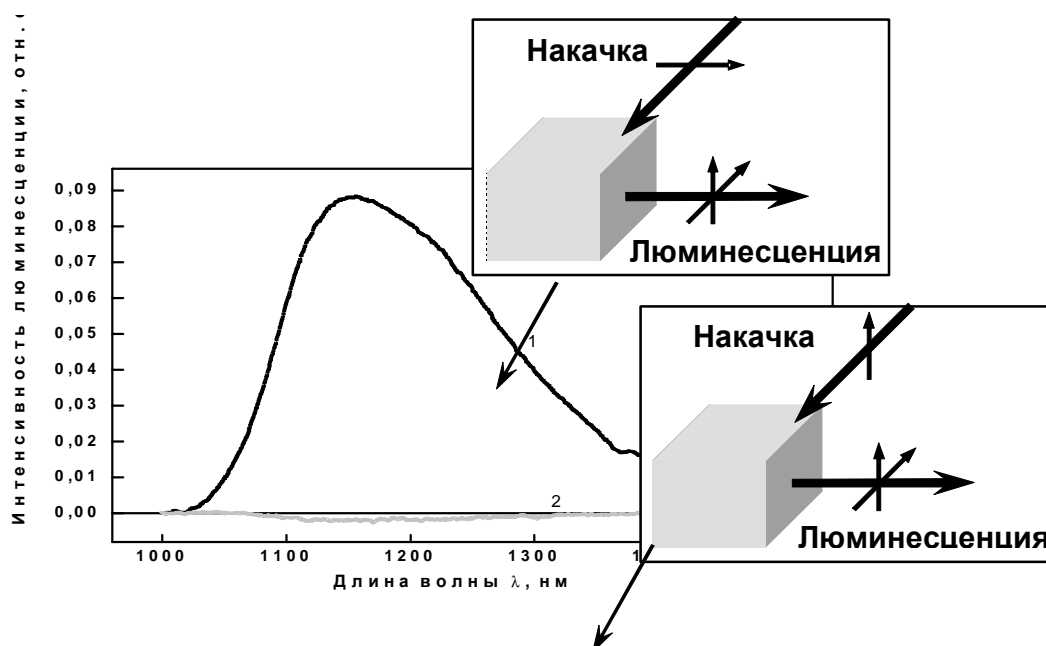


Рис. 2. Спектры поляризованной люминесценции форстеритовой стеклокерамики ($\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0.85$ вес.%) при накачке $\lambda_{\text{воз}} = 975$ нм: (1) – электрический вектор возбуждающего света перпендикулярен направлению наблюдения, (2) – электрический вектор возбуждающего света параллелен направлению наблюдения

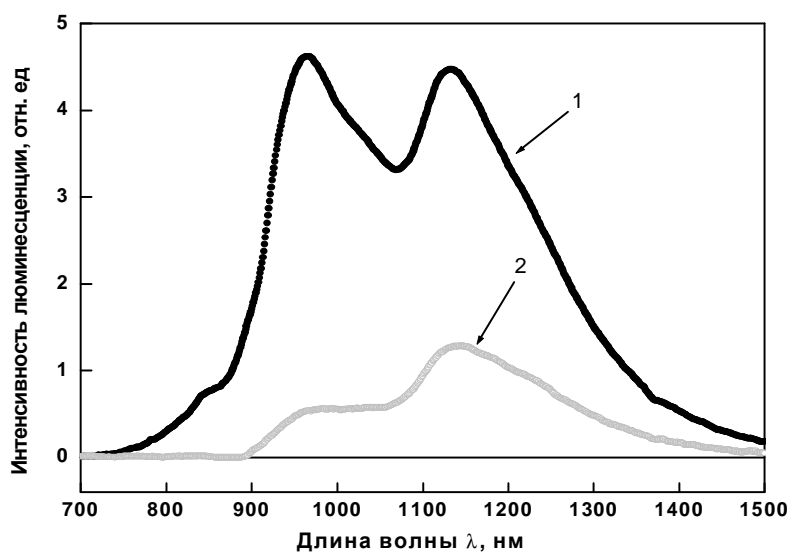


Рис. 3. Спектр люминесценции и спектр поляризованной люминесценции (кривая 1) стеклокерамики форстерита (2) активированной хромом ($\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0.4$ вес.%)

Для образцов стеклокерамики шпинели, активированной ионами никеля, было проведено измерения степени поляризации для света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, и света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света (рис. 5). Как и следовало предполагать, спектры значительно различаются по своей форме и величине. Максимальные значения степени поляризации (~ 0.01) расположены в районе 1200 нм.

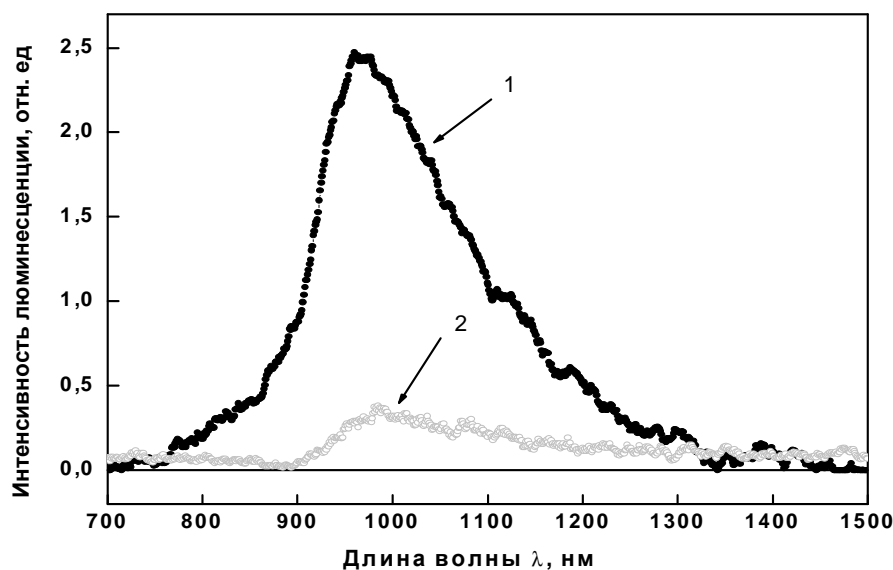


Рис. 4. Спектр люминесценции (кривая 1) и спектр поляризованной люминесценции (2) стекла, активированного хромом ($\text{Cr}_2\text{O}_3 = 0.4$ вес.%)

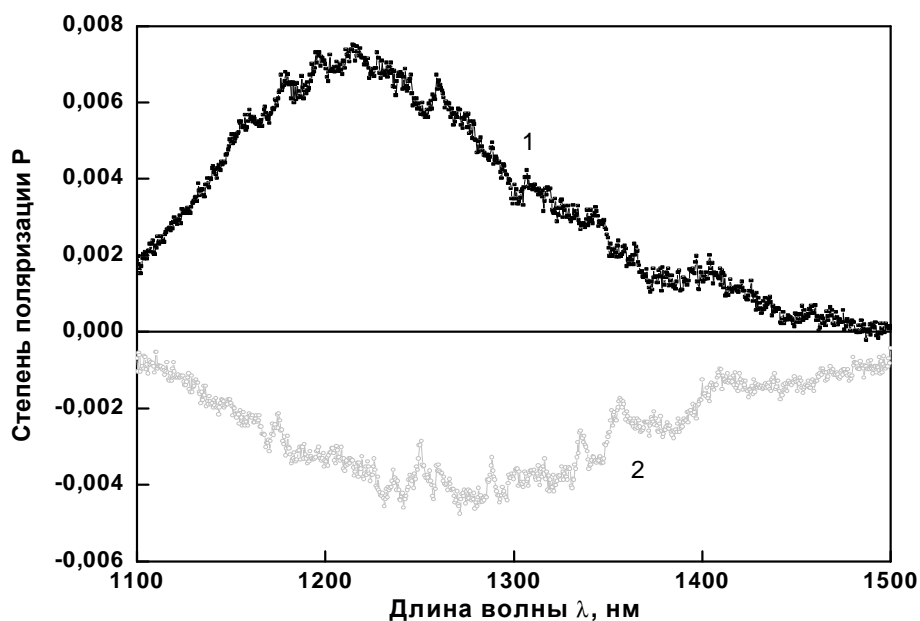


Рис. 5. Спектральная зависимость степени поляризации люминесценции для стеклокерамики шпинели, активированной никелем ($\text{NiO} = 0.5$ вес.%) при возбуждении 1000 нм: 1 – свет люминесценции, поляризованный параллельно поляризации возбуждающего света, 2 – свет люминесценции, поляризованный перпендикулярно поляризации возбуждающего света

Заключение

Полоса люминесценции ионов хрома и никеля в стеклах и стеклокерамиках форстерита, расположенная в районе 1000–1600 нм, приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов, линейно поляризованным светом. Во всех случаях форма контура дифференциального спектра $\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda)$ значительно отличалась от обычного спектра люминесценции. Все наблюдавшиеся эффекты могут быть удовле-

творительно объяснены на основе модели, согласно которой при оптическом переходе между парой штарковских подуровней анизотропия поглощения и излучения света соответствует модели линейного осциллятора.

Разработан высокочувствительный метод измерения степени поляризации люминесценции. Степень поляризации значительно разнится по всему диапазону регистрации. Таким образом, в результате выполнения фундаментальных исследований данной работы заложены основы, позволяющие разрабатывать и создавать стекла и наноразмерные стеклокерамики для волоконных перестраиваемых лазеров и широкополосных оптических усилителей ближнего ИК диапазона, используемых в информационно-телекоммуникационных технологиях.

Литература

1. Felice V., Dussardier B. et al. Cr⁴⁺-doped silica optical fibers: absorption and fluorescence properties. // Eur. Phys. J. AP. 2000. V.11. P. 107–110.
2. Beall G.N. Glass-ceramics for photonic applications. // Glastech. Ber. Glass Sci. Technol. 2000. V.73. C1. P. 3–11.
3. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: ГИФМЛ, 1959. 288 с.
4. Рохмин А., Никоноров Н.В. и др. Исследование поляризованной люминесценции в лазерных стеклах, активированных эрбием. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 2. С. 203–209.
5. Ульященко А.М., Никоноров Н.В. Спектрально-люминесцентные свойства оптических материалов легированных ионами переходных металлов. // Вестник II Межвузовская конференция молодых ученых. 2005. / Сборник научных трудов. Т.2. С. 251–257.

ВЛИЯНИЕ МОЩНОСТИ НАКАЧКИ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВЫХ СТЕКЛОЛ

В.А. Асеев, К.О. Губанов, А.М. Ульяшенко
Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Н.В. Никоноров

В работе исследовано влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов-активаторов. Показано, что увеличение мощности накачки и концентрации ионов-активаторов приводит к повышению температуры активной среды.

Введение

На протяжении нескольких последних лет в телекоммуникациях и телеметрии активно используются волноводные усилители и микролазеры, активной средой которых является фосфатное стекло, активированное ионами Er и Yb. При разработке таких устройств решаются задачи, в первую очередь связанные с их миниатюризацией, повышением эффективности и увеличением мощности. Осуществление этих задач возможно при увеличении концентрации ионов активаторов. В свою очередь, увеличение накачки может приводить к деформации (искажению) спектра люминесценции (и, соответственно, усиления), что в конечном итоге будет влиять на работу усилителя. Так, например, в работе [1] обнаружено, что при высоких накачках ($N_2/N > 30\%$, где N_2 – населенность на метастабильном уровне $^4I_{13/2}$ и N – концентрация ионов эрбия) спектры люминесценции эрбиевых стекол деформируются. Авторы этой работы объясняли такое искажение спектра нагревом активной среды. В настоящей работе исследовано влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов-активаторов.

Объект исследования и методика эксперимента

В работе были исследованы два концентрационных ряда фосфатных стекол: первый – с переменным содержанием ионов эрбия, второй – с переменным содержанием ионов иттербия.

Ряд стекол с переменным содержанием ионов эрбия синтезировался в кварцевых тиглях на 150–200 г из смеси сухих метафосфатов стекла при температурах 1250–1280 °С с отжигом при 520–540 °С в зависимости от состава. Стекла с переменным содержанием ионов иттербия были синтезированы в платиновых тиглях при температурах 1450–1550 °С с отжигом при 550–600 °С в зависимости от состава. Таким образом, были получены следующие концентрационные серии стекол:

1. вес.% 9,2BaO-6,8K₂O-19Yb₂O₃-(9,8-x)La₂O₃-x Er₂O₃-55,2P₂O₅, где x – 0,5; 1,0; 2,0; 4,0; 8,0; 9,0.
2. мол.% ((25-x)La₂O₃ – xYb₂O₃) – 75P₂O₅: Er₂O₃, где x – 0, 5, 10, 15, 20, 25.

Полученные данные представлены в табл.

В работе были исследованы изменения спектров люминесценции фосфатных стекол при различных мощностях накачки. Спектры снимались при мощностях излучения накачки 20–770 мВт.

Для записи спектров люминесценции использовалась экспериментальная установка (рис. 1).

Концентрации эрбия для ряда с переменным содержанием Er^{3+}			Концентрации иттербия для ряда с переменным содержанием Yb^{3+}		
№ образца	Вес.%	$N, \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	№ образца	Мол.%	$N, \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
E1	0.5	0.5	Y1	0	0
E2	1.0	1.0	Y2	5	1,05
E3	2.0	2.1	Y3	10	2,09
E4	4.0	4.2	Y4	15	3,14
E5	8.0	8.5	Y5	20	4,17
E6	9.0	9.5	Y6	25	5,24
$N_{Yb}=19 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$			$N_{Er}=2,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		

Таблица. Характеристики стекол

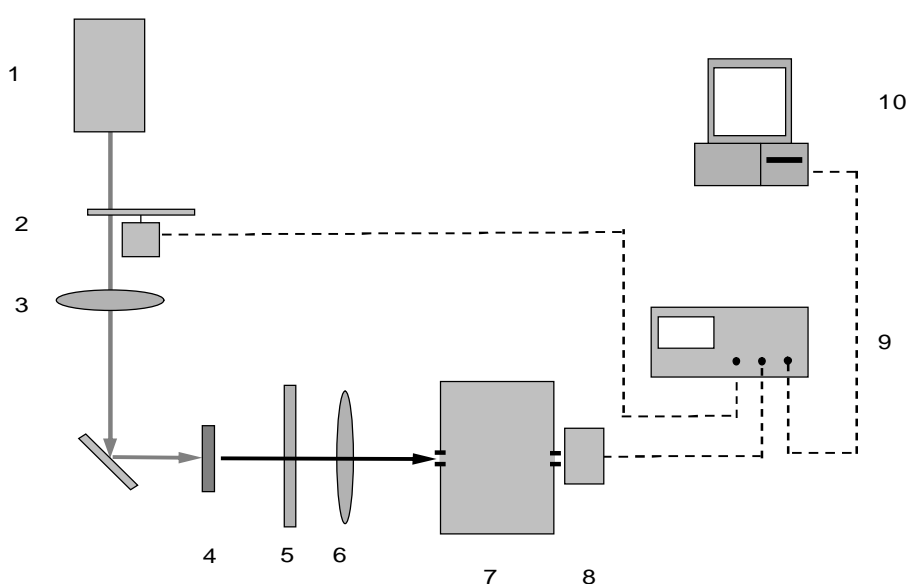


Рис. 1. Схема установки для записи спектров люминесценции: 1 – лазер (модель Millennium-Xs, Spectra Physics), 2 – модулятор, 3 – фокусирующая линза, 4 – образец, 5 – фильтр КС-15, 6 – фокусирующая линза, 7 – монохроматор, 8 – приемник, 9 – усилитель (модель SR850, Stanford Research Systems), 10 – компьютер

Люминесценция эрбия возбуждалась титан-сапфировым лазером с $\lambda=975$ нм (модель Millennium-Xs, Spectra Physics) (1), промодулированным механическим модулятором с частотой 10 Гц. Диапазон исследования 1400–1700 нм. Сигнал люминесценции регистрировался при помощи монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) (7) и приемника InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation) (8). Для улучшения дискриминации света люминесценции и возбуждающего света после образца располагался фильтр ТС-3. Сигналы от приемника усиливались и обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы «Stanford Research Systems»).

Измерения спектров люминесценции были проведены на образцах размером 10×10 мм и толщиной от 0,5 до 3 мм. Толщина образцов выбиралась в зависимости от концентрации активатора, чтобы уменьшить эффект реабсорбции люминесценции.

Предполагая, что при минимальной мощности накачки искажения спектра люминесценции незначительны, был получен «эталонный» спектр люминесценции. Далее

мощность накачки увеличивалась, записывался следующий спектр люминесценции, и т.д. Для сравнения формы спектров люминесценции, полученных при различных мощностях накачки, они были нормированы на площадь (рис. 2). Путем вычитания «эталонного» спектра люминесценции были получены разностные спектры (рис. 3), которые позволяют судить об изменениях формы контуров при различных мощностях накачки. Видно, что в зависимости от мощности накачки при постоянной концентрации ионов Er^{3+} формы спектров меняются. Одной из причин такого изменения является то, что увеличение мощности накачки приводит к росту температуры, что, в свою очередь, ведет к нарушению равновесия электронных переходов между уровнями ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{15/2}$ иона эрбия.

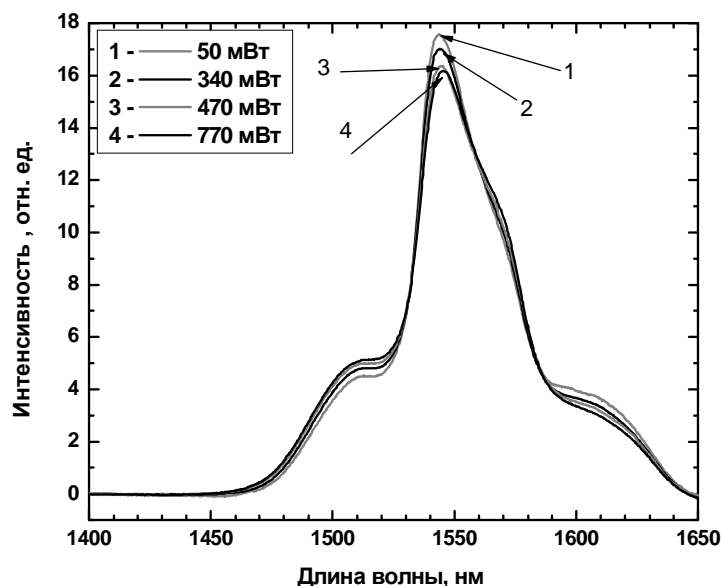


Рис. 2. Зависимость формы спектра люминесценции перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов эрбия от мощности накачки. Спектры люминесценции нормированные на площадь. Концентрация ионов эрбия $2.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, ионов иттербия $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

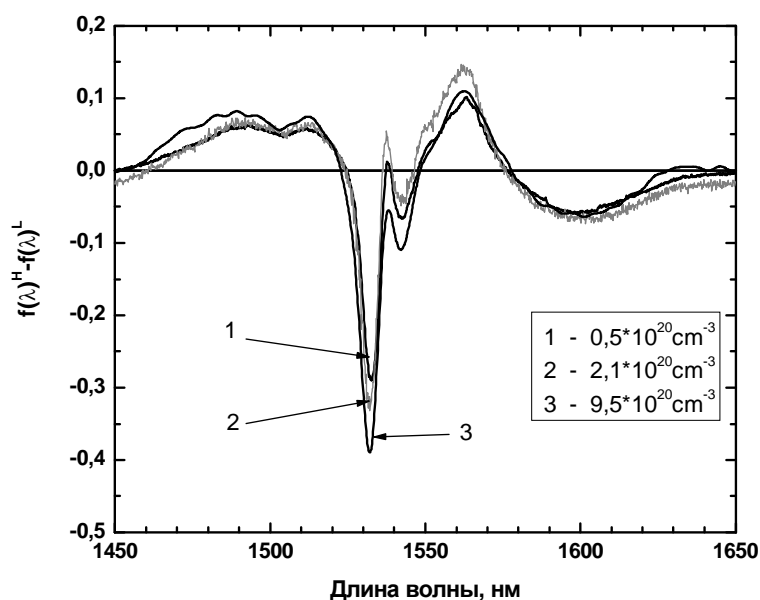


Рис. 3. Разностный спектр люминесценции при различных мощностях накачки. Концентрация ионов эрбия $2.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, ионов иттербия $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

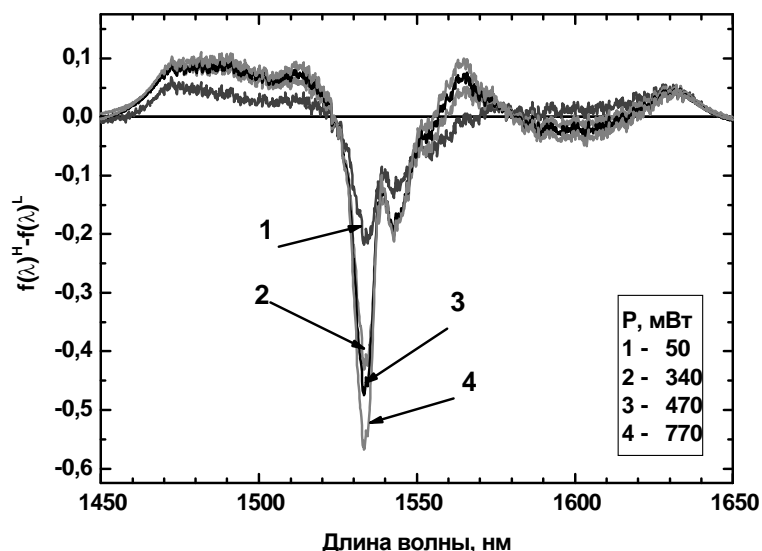


Рис 4. Концентрационная зависимость разностного спектра люминесценции. Мощность накачки 770 мВт. Концентрация ионов иттербия $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

К росту температуры образца приводит увеличение доли безызлучательных потерь, например, тушение возбуждения на ОН⁻ группе. Для оценки влияния концентрации ионов Er^{3+} на изменение формы спектра люминесценции были выбраны образцы с приблизительно одинаковым содержанием воды (рис. 4). Оценка содержания ОН⁻ групп производилась по значению коэффициента поглощения в районе пика поглощения воды на длине волны 3300 нм. Видно, что при росте концентрации ионов Er^{3+} искажения спектров увеличиваются.

Рассмотрим влияние концентрации ионов иттербия на изменения контура люминесценции ионов эрбия (рис. 5). Аналогичным образом, для исключения влияния ОН⁻ групп на нагрев были выбраны образцы с примерно одинаковым содержанием воды. Из графика видно, что увеличение концентрации ионов иттербия приводит к росту искажений. Это может быть связано с увеличением мощности, поглощаемой в единице объема.

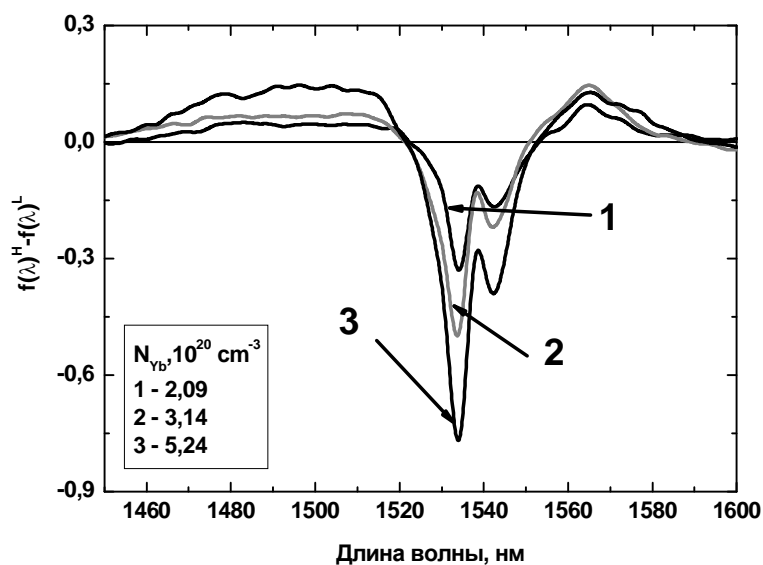


Рис 5. Концентрационная зависимость разностного спектра люминесценции. Концентрация ионов эрбия $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Используя данные методики определения температуры образца по разности спектров люминесценции, описанной в статье, и учитывая одинаковый химический состав наших образцов и образцов работы [1], можно провести оценку температуры нагрева образцов в зависимости от мощности накачки и концентрации ионов активаторов. Рис. 6 показывает, что с увеличением мощности накачки температура образца увеличивается и может достигать $\sim 170^\circ\text{C}$ при падающей мощности 770 мВт. В свою очередь, увеличение концентрации эрбия и иттербия приводит к более существенному нагреву образца до $\sim 200\text{--}300^\circ\text{C}$ (рис. 7, 8).

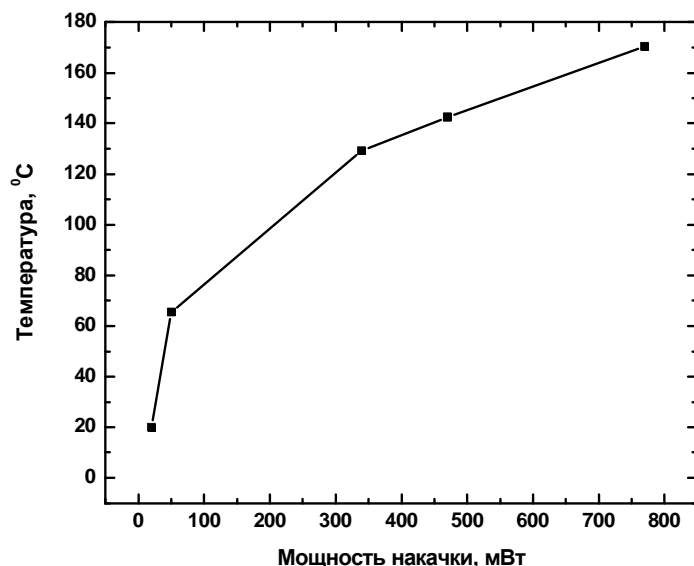


Рис. 6. Зависимость температуры образца от мощности накачки. Концентрация ионов эрбия $2,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, ионов иттербия $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

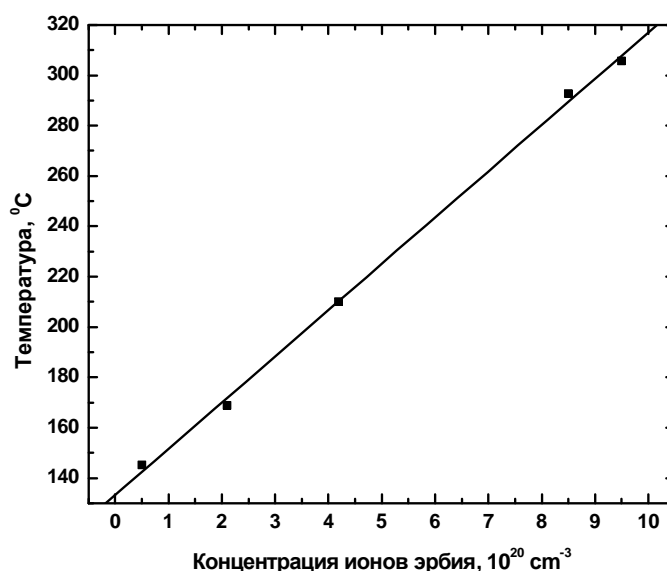


Рис. 7. Зависимость температуры образца от концентрации ионов Er^{3+} при постоянной мощности накачки 770 мВт. Концентрация ионов иттербия $19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

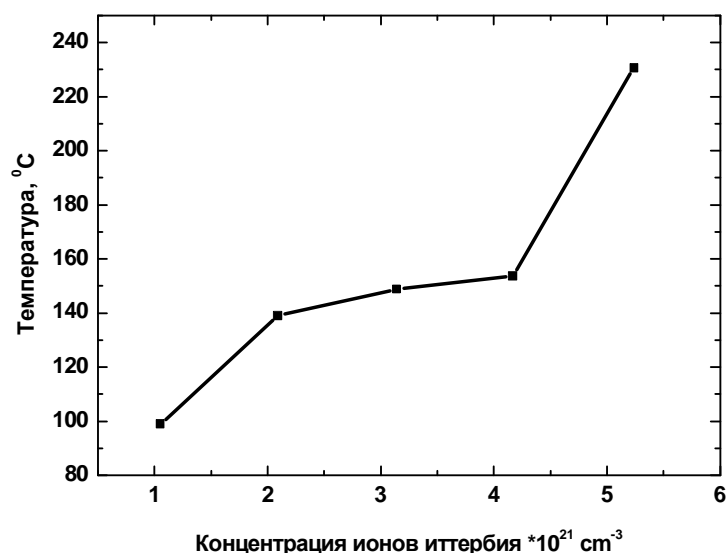


Рис. 8. Зависимость температуры образца от концентрации ионов Er^{3+} при постоянной мощности накачки. Концентрация ионов эрбия $0,29 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Заключение

В работе исследовано влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных фосфатных иттербий-эрбиевых стекол с различным содержанием ионов-активаторов. Показано, что при увеличении концентрации ионов Er^{3+} и поднятии мощности накачки происходит повышение температуры активной среды до 300°C . Полученные результаты необходимо учитывать при разработке микролазеров и планарных оптических усилителей света на основе высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол.

Литература

1. Nikonorov N., Przhevuskii A., Lunter S. Effect of heating on spectral characteristics of Er-doped laser glasses. Part of the SPIE Conference on Rare-Earth-Doped Materials and Devices III, San Jose, California, January 1999. // SPIE. Vol.3622. P.144–152.

ГИДРОТЕРМАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ НАНОКРИСТАЛЛОВ В СИСТЕМЕ $ZrO_2-Eu_2O_3$

**М.А. Андреев (Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет))**

**Научный руководитель – кандидат химических наук, доцент Е.В. Колобкова
(Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический
университет))**

Синтезированы нанокристаллы ZrO_2 , допированные Eu_2O_3 методом гидротермальной дегидратации смеси гидроксидов циркония и европия, полученной соосаждением соответствующих хлоридов. Изучены люминесцентные свойства и влияние термической обработки на размеры и структурное состояние нанокристаллов.

Введение

Синтез наноструктурированных порошков остается актуальным, так как обнаруживаются существенные изменения свойств при уменьшении размеров кристаллов ниже некоторой пороговой величины. Как показали многочисленные исследования, на основе ультрадисперсных порошков удается получить материалы с высокой плотностью, равномерной микрокристаллической структурой, повышенной прочностью при изгибе и низкой температурой спекания.

Для получения нанокристаллических материалов в настоящее время используется целый ряд методов [1–9]. Гидротермальный синтез расценивается как один из наиболее перспективных в связи с такими преимуществами, как относительно низкая реакционная температура и химическая гомогенность для получения комплексов и допированных оксидов [1], а также с возможностью получать практически изолированные наночастицы с достаточно узким распределением по размерам [2–4]. Однако во многом успех синтеза в гидротермальных условиях зависит от правильной подготовки аппаратуры и ее эксплуатации [6].

Получение нанокристаллических порошков, содержащих диоксид циркония, крайне перспективно для создания композиций с высокой ударной прочностью, низкотемпературной пластичностью, производства нагревательных элементов сопротивления, твердых электролитов для электрохимических источников тока и т.п. [6].

Наноструктурированный диоксид циркония, стабилизированный европием или эрбием, проявляет свойства люминесценции [10]. Получение и исследование люминофоров имеет большое значение из-за их широкого применения.

Метод гидротермального синтеза позволяет в относительно мягких условиях одностадийно получать нанокристаллические порошки ZrO_2 с возможностью контроля морфологии, размера частиц и фазового состава получаемых продуктов. Вместе с тем остается открытой проблема получения активированного редкими землями диоксида циркония в наноразмерном состоянии в качестве люминофоров нового класса.

Таким образом, целью данной работы является гидротермальный синтез нанокристаллов системы $ZrO_2-Eu_2O_3$. Основная задача – определение условий получения частиц преимущественно кубической модификации в моносферном состоянии, а также изучение их люминесцентных свойств и влияния термической обработки на размеры и структурное состояние нанокристаллов.

Экспериментальная часть

Исходным материалом для гидротермальной обработки служила смесь гидроксидов циркония и европия, полученная методом соосаждения.

Осаждение проводилось добавлением раствора NH_4OH в раствор хлоридов соответствующих металлов при перемешивании. Для максимального осаждения pH довели до 10. Полученная смесь гидроксидов фильтровалась и промывалась дистиллированной водой. Конечный фильтрат имел pH=7 и не содержал ионов хлора. Промытый осадок высушивался при 100–110 °С и измельчался в ступке.

По данным рентгенофазового анализа полученный осадок являлся рентгеноаморфным (рис. 1, 2). На основании химического анализа (SEM-EDX) можно заключить, что количество оксида европия в системе соответствует заданному (1 и 0,1 мол.%).

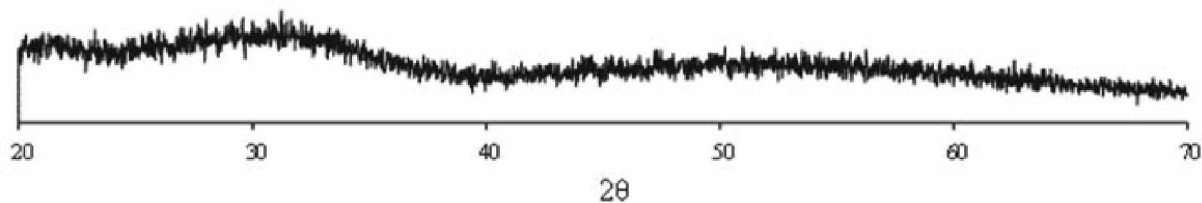


Рис. 1. Рентгенограмма смеси для получения порошков состава: ZrO_2 – 99 мол.%, Eu_2O_3 – 1 мол.%

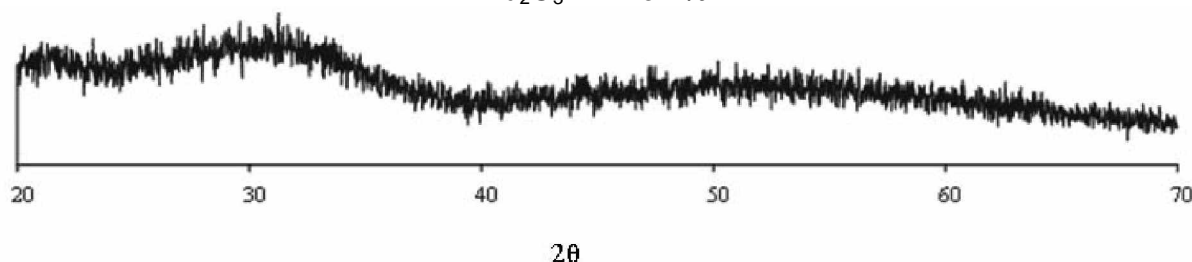


Рис. 2. Рентгенограмма смеси для получения порошков состава: ZrO_2 – 99.9 мол.%, Eu_2O_3 – 0.1 мол.%

Гидротермальный синтез осуществлялся с использованием системы микроволновой пробоподготовки «MARS-5» в автоклавах XP-1500.

Для повышения точности выдержки режима синтеза была произведена калибровка, целью которой было определение зависимости р-Т при определенных коэффициентах заполнения автоклава.

Выбор режима гидротермального синтеза был произведён на основании литературных данных [2–3]. Гидротермальную обработку проводили при температуре 225 °С, давлении 3 МПа, продолжительность изотермической выдержки составляла 1 ч. Скорость нагрева – 15 град./мин.

Рентгенофазовый анализ проводился на дифрактометре ДРОН-3 с использованием CuK_α -излучения с никелевым фильтром. Съёмка осуществлялась со скоростью вращения счетчика 1 град/мин.

Порошки для рентгенофазового анализа готовились в агатовой ступке с просевом через сито № 004.

Обработка полученных рентгенограмм осуществлялась с использованием программного комплекса PdWin НПО «Буревестник».

С помощью рентгенофазового анализа полученных порошков осуществлялась идентификация присутствующих кристаллических фаз, их количественное соотношение, а также оценка размеров частиц. Размер частиц определяли по уширению рентгеновских максимумов, с использованием формулы Шеррера.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии осуществляли с использованием микроскопа ЭМ-125 с $U_{\text{уск}}=75$ кВ.

Образцы для электронномикроскопического исследования готовили диспергированием порошка в ацетоне (5 мин). Каплю дисперсии наносили на углеродную пленку.

Результаты и их обсуждение

Методом гидротермального синтеза получены нанокристаллы в системе ZrO_2 - Eu_2O_3 с содержанием Eu_2O_3 1 и 0.1 мол.%. Рентгенограммы полученных образцов представлены на рис. 3, 4.

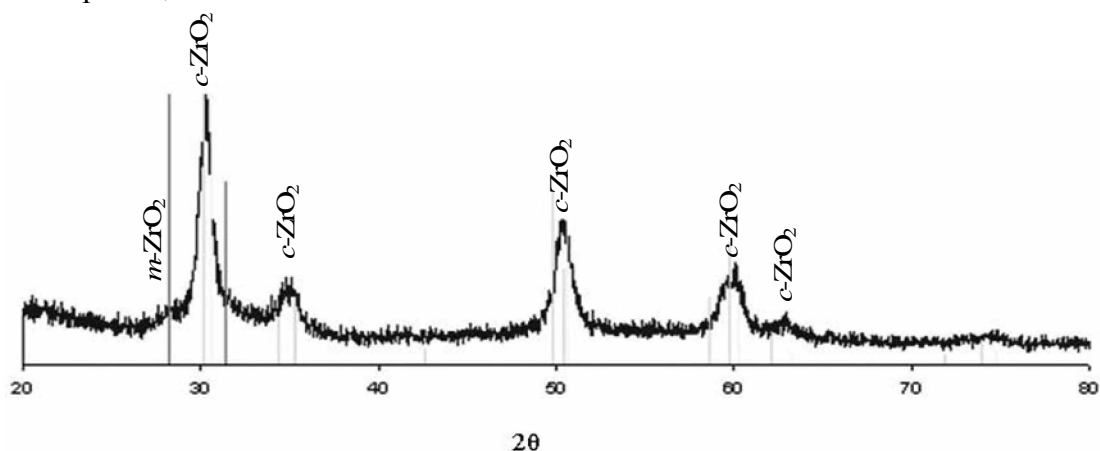


Рис. 3. Рентгенограмма порошка состава ZrO_2 – 99 мол.%, Eu_2O_3 – 1 мол.% (образец №1)

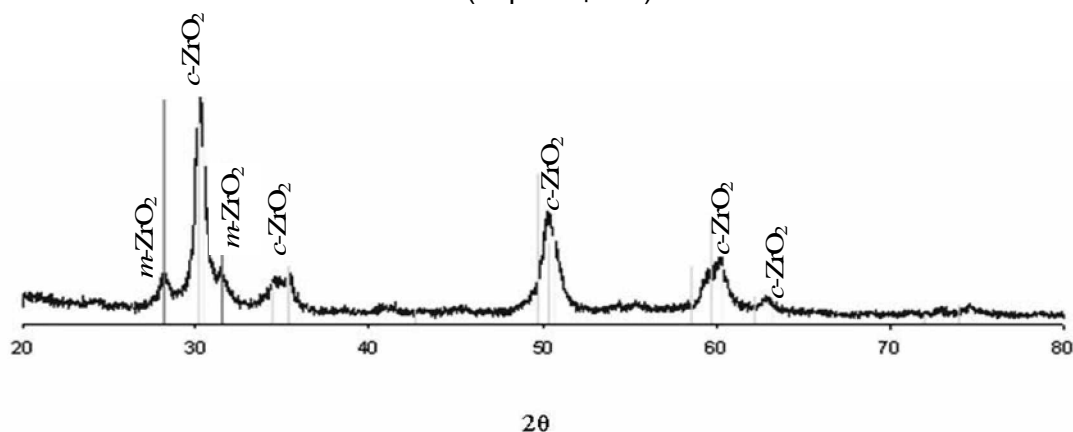


Рис. 4. Рентгенограмма порошка состава ZrO_2 – 99.9 мол.%, Eu_2O_3 – 0.1 мол.% (образец №2)

Результаты обработки рентгенограмм сведены в табл. 1.

№ образца	Состав ZrO_2 : Eu_2O_3 , мол.%	Соотношение модификаций, %		Размер частиц, нм	
		кубическая	моноклинная	кубическая	моноклинная
1	99:1	100	–	12,8	–
2	99,9:1	82	18	20	24

Таблица 1. Результаты обработки рентгенограмм полученных порошков

На рентгенограммах четко прослеживаются пики, соответствующие кубической и моноклинной кристаллическим модификациям ZrO_2 . В образце с большим содержанием Eu_2O_3 моноклинная фаза практически отсутствует. Следует отметить, что, в отличие от микрочастиц ZrO_2 , стабилизация которых в кубической модификации наблюдается при введении 7–8 мол.% Eu_2O_3 [7], в представленной работе для практически полной стабилизации c - ZrO_2 в наноразмерном состоянии достаточно 1 мол.% Eu_2O_3 .

На основании анализа микрофотографии, полученной методом электронной микроскопии (рис. 5), можно заключить, что частицы имеют форму, близкую к сферической, достаточно узкое распределение частиц по размерам, что свидетельствует о мо-

нодисперсности образца. Размеры частиц, определенные методом электронной микроскопии (10–18 нм), совпадают с размерами определенными по данным РФА (табл. 1).

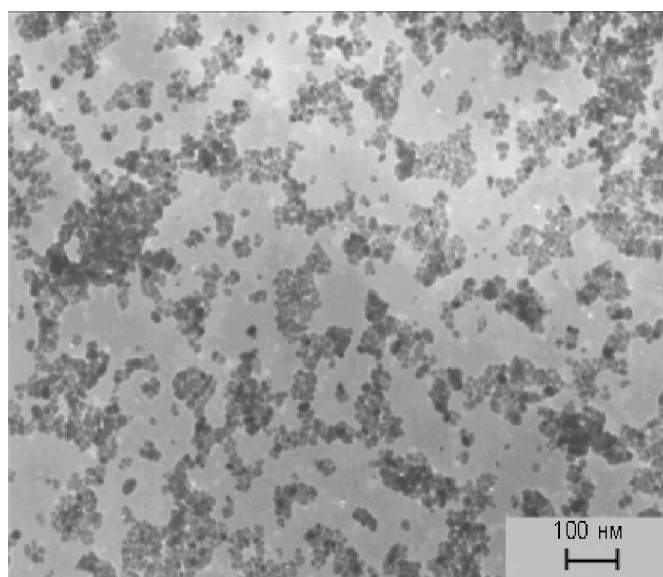


Рис. 5. Микрофотография частиц в системе ZrO_2 - Eu_2O_3 , полученных методом гидротермального синтеза (образец №1, состав: ZrO_2 – 99 мол.%, Eu_2O_3 – 1 мол.%)

Для изучения влияния температуры на размер кристаллов полученного материала и его фазового состава была проведена термообработка методом «отжиг-закалка».

Исследуемый образец – нанодисперсный порошок состава: ZrO_2 – 99 мол.%, Eu_2O_3 – 1 мол.%. Режимы термообработки и результаты рентгенофазового анализа полученных образцов приведены в табл. 2.

Температура нагрева, °С	Время выдержки, мин	Соотношение модификаций, %		Размер частиц, нм	
		c- ZrO_2	m- ZrO_2	c- ZrO_2	m- ZrO_2
350	0	100	–	12,8	–
	20	83	17	13,1	18,20
	40	82	18	13,3	19,20
	60	78	22	13,5	19,30
650	0	100	–	12,8	-
	20	83	17	13,5	18,00
	40	83	17	13,7	18,30
	60	66	34	14,7	20,12
750	0	100	–	12,8	–
	20	82	18	14,34	17,10
	40	74	26	15,93	17,80
	60	72	28	17,6	20,10
850	0	100	–	12,8	–
	20	83	17	18,58	22,37
	40	77	23	19,42	23,82
	60	66	34	20,12	25,11

Таблица 2. Результаты обработки рентгенограмм образца состава ZrO_2 – 99 мол.%, Eu_2O_3 – 1 мол.% после термообработки

На основании анализа рентгеновских дифрактограмм можно сказать, что при нагревании образца до температуры 350 °С с увеличением времени выдержки наблюдает-

ся появление и незначительное увеличение количества моноклинной модификации ZrO_2 . Рост частиц практически отсутствует. При повышении температуры термообработки до $650\text{ }^{\circ}C$ при выдержке в течение 1 часа количество моноклинной модификации возросло до 34%. Обнаруживается незначительный рост частиц. При нагревании и выдержке в диапазоне температур $750\text{--}850\text{ }^{\circ}C$ дальнейшего увеличения количества моноклинной модификации не наблюдается, размер частиц увеличивается до 20 нм для $c\text{-}ZrO_2$, а для $m\text{-}ZrO_2$ до 25 нм .

По данным обработки рентгенограмм построены временные зависимости количества частиц кубической модификации (рис. 6) и размера частиц моноклинной (рис. 7) и кубической (рис. 8) модификаций.

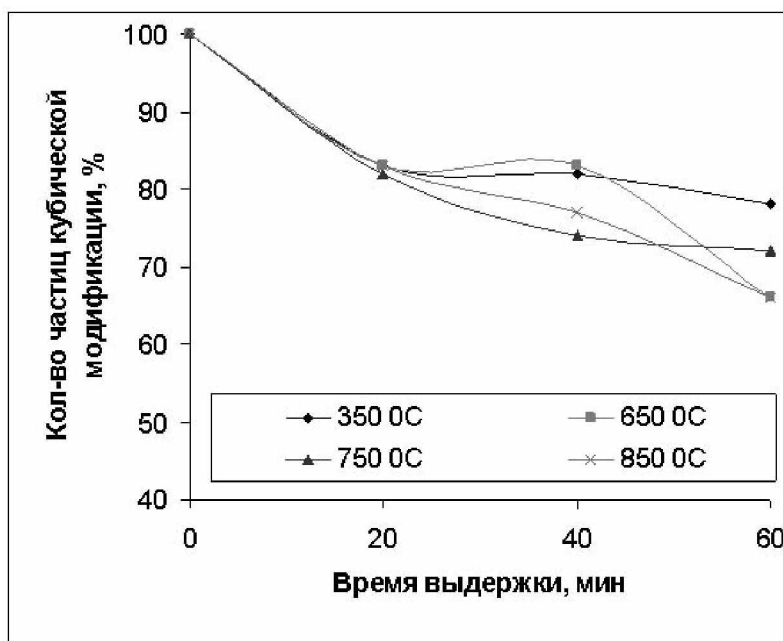


Рис. 6. Кривые зависимости количества кубической модификации от времени выдержки, при различных температурах

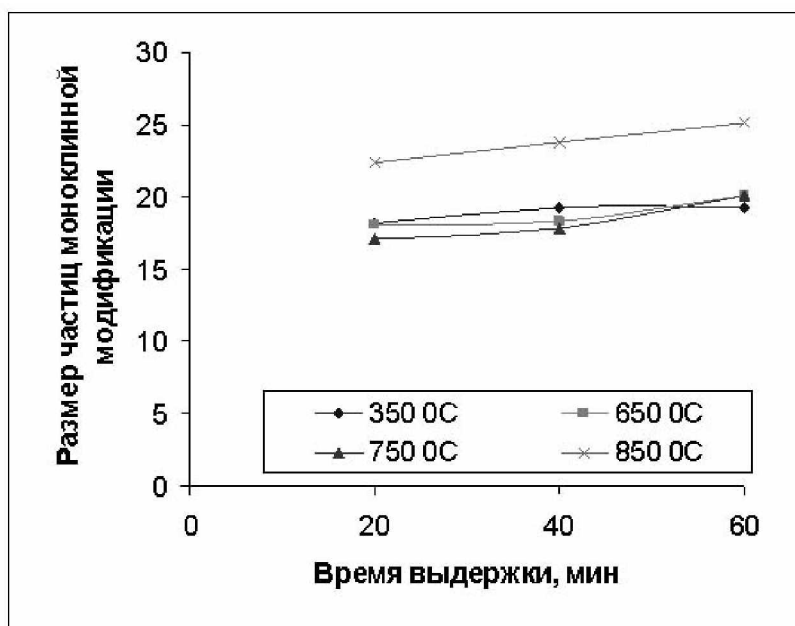


Рис. 7. Кривые зависимости размера частиц моноклинной модификации от времени выдержки при различных температурах

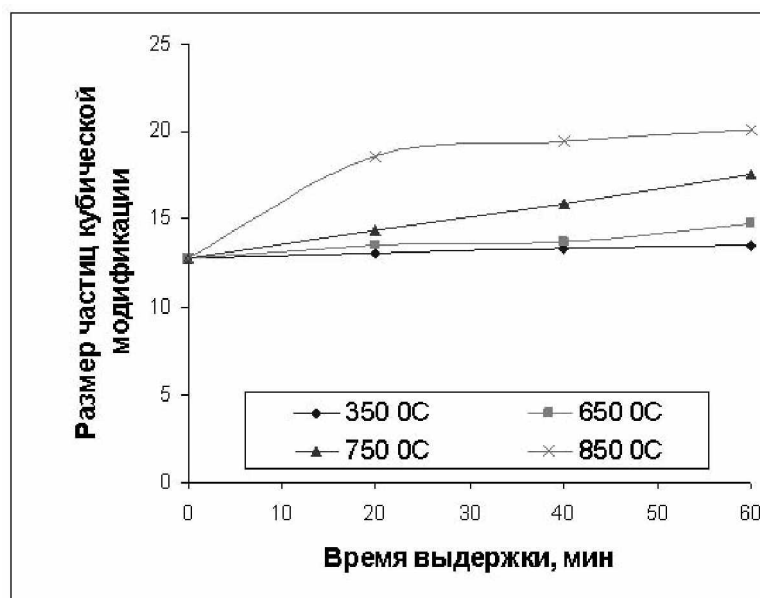


Рис. 8. Кривые зависимости размера частиц кубической модификации от времени выдержки при различных температурах

Для двух составов нанокристаллов были измерены спектры люминесценции. В обоих случаях наблюдался набор узких полос в зелено-красной области спектра, характерный для трехвалентного европия. Согласно существующей интерпретации, эти полосы соответствуют переходам с возбужденного метастабильного уровня 6D_0 на уровни терма ${}^7F_{0,1,2}$ основного состояния.

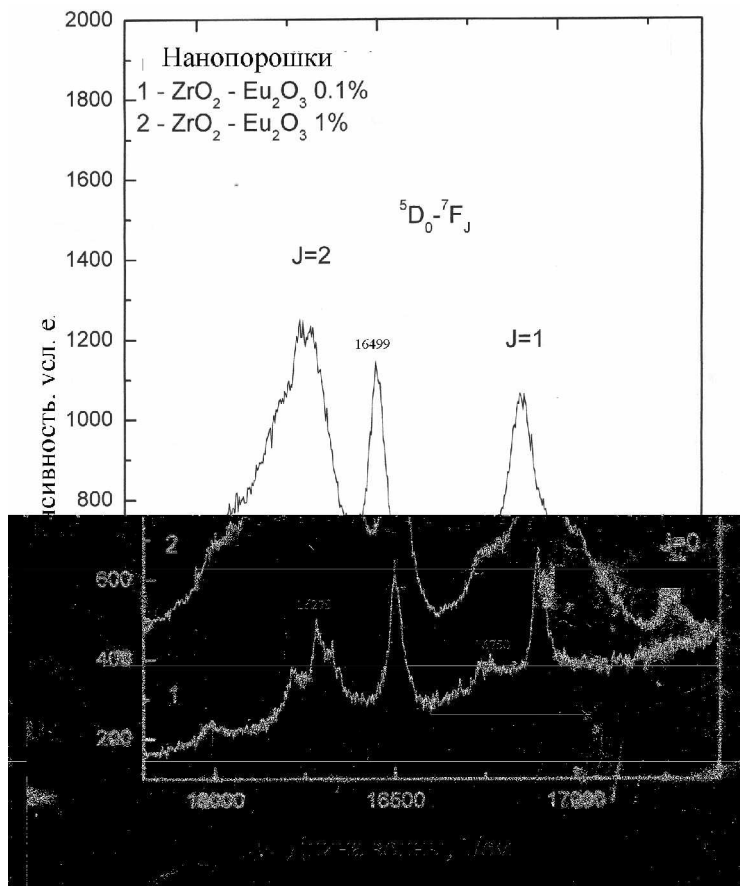


Рис. 9. Спектры люминесценции полученных порошков

Для состава с низким содержанием европия наблюдалось практически полное расщепление термов, что свидетельствует о низкой симметрии положения иона Eu^{3+} . Так, 0-1 расщепляется на две полосы, а 0-2 – на 4. Следует отметить отсутствие полосы 0-0, что, согласно работе [7], наоборот, говорит о высокой симметрии положения. Такое поведение полос не исключает преимущественное вхождение Eu^{3+} в поверхностные слои нанокристалла.

Увеличение содержания активатора приводит к заметному изменению спектров люминесценции. В частности, появляется полоса 0-0 (578 нм). Полоса 0-1 представляет собой триплет с интенсивной центральной полосой. Полоса 0-2 превращается в триплет, что может свидетельствовать о повышении симметрии окружения иона европия, т.е. о вхождении его во внутренние области нанокристалла.

Таким образом, на основании измерения спектров Eu^{3+} доказано, что Eu^{3+} при данных условиях приготовления образцов даже при малых концентрациях входит в состав нанокристалла. При увеличении концентрации активатора симметрия его окружения в среднем растет, однако уширение полос в спектре может свидетельствовать об увеличении числа неэквивалентных положений иона-активатора.

На рис. 9 представлены спектры люминесценции полученных порошков.

Заключение

Таким образом, методом гидротермального синтеза были получены нанокристаллы в системе $\text{ZrO}_2\text{-Eu}_2\text{O}_3$ с содержанием Eu_2O_3 1 и 0.1 мол.%. Выявлен оптимальный режим синтеза: $T=225^\circ\text{C}$, $p=3$ МПа, $\tau=1$ час.

Методом просвечивающей электронной микроскопии установлено, что форма полученных частиц близка к сферической. Частицы имеют узкое распределение по размерам.

Выявлено, что введения 1% Eu_2O_3 достаточно для практически полной стабилизации $c\text{-ZrO}_2$ в условиях гидротермального синтеза.

Установлено, что в ходе термообработки при температурах до 850°C роста частиц не обнаруживается.

Доказано, что Eu^{3+} при данных условиях приготовления образцов входит в состав нанокристалла. При увеличении концентрации активатора симметрия его окружения в среднем растет, однако уширение полос в спектре свидетельствует о возможном увеличении числа неэквивалентных положений иона-активатора.

Литература

1. Литвин Б.Н., Пополитов В.И. Гидротермальный синтез неорганических соединений. М.: Наука, 1984.
2. Пожидаева О.В., Корыткова Э.Н., Дроздова И.А., Гусаров В.В. Влияние условий гидротермального синтеза на фазовое состояние и размер частиц ультрадисперсного диоксида циркония. // Журн. общей химии. 1999. Т.69. Вып.8. С. 1265–1269.
3. Пожидаева О.В., Корыткова Э.Н., Романов Д.П., Гусаров В.В. Формирование нанокристаллов диоксида циркония в гидротермальных средах различного химического состава. // Журн. общей химии. 2002. Т.72. №6. С. 910–914.
4. Артамонова О.В., Альмяшева О.В., Миттова И.Я., Лаврушина С.С., Мурзина С.С., Гусаров В.В. Гидротермальный синтез нанокристаллов на основе ZrO_2 в системе $\text{ZrO}_2\text{-In}_2\text{O}_3$. // Журнал неорганической химии. 2004. Т. 49. № 11. С. 1657–1651.
5. Артамонова О.В., Альмяшева О.В., Миттова И.Я., Лаврушина С.С., Гусаров В.В. Кинетика образования нанокристаллов в системе $\text{ZrO}_2\text{-In}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ в гидротермальных условиях. // Физика и химия стекла. Т. 31. №2. С. 318–319.

6. Литвин Б.Н., Пополитов В.И. Выращивание монокристаллов в гидротермальных условиях. М.: Наука, 1986.
7. Gutzov S., Kohls M., Lerch M. The luminescence of Zr-Eu-O-N materials. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2000. № 61. P. 1301–1309.
8. Литвин Б.Н., Тулес Д.А. Гидротермальный синтез кристаллов. М.: Наука, 1969.
9. Воронина И.П., Литвин Б.Н. Гидротермальный синтез неорганических соединений: Аннотированный указатель фактографических данных. М.: ВИНТИ, 1971.
10. Антонов-Романовский В.В. Оптика и спектроскопия. М: Мир, 1966.

ПОРИСТЫЕ СТЕКЛА КАК ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ МИКРОФЛЮИДНЫХ ЧИПОВ

Н.А. Есикова

Научный руководитель – кандидат технических наук, старший научный
сотрудник А.А. Евстапов

Измерены спектральные характеристики пористых и двухфазных стекол в проходящем и отраженном свете. Исследовано пропускание образцов при разных углах падения светового потока. В рамках модели эффективной среды вычислены оценки размеров и количества пористых структур. Обсуждено использование пористых стекол как функциональных микроэлементов в микрофлюидных чипах.

Введение

На протяжении многих лет пористые стекла (ПС) находят широкое применение в науке и технике [1–4]. Современные технологии позволяют получать стекла с заданными характеристиками [5–8], что позволяет использовать их в микроаналитических приборах и устройствах. В этих приборах пористые структуры, в частности ПС, используются как микрофильтры [9], микронасосы [10], колонки [11], подложки для пробы и реагентов. Обладая высокой сорбционной способностью, ПС могут применяться для нанесения специфических маркеров, антигенов или антител. Таким образом можно сформировать чувствительный элемент био- или хемосенсора, на котором будет осуществляться реакция с образованием индикаторного комплекса. Чувствительный элемент может быть встроен (интегрирован) в конструкцию микрофлюидного чипа, позволяющего прокачивать через ПС микро- и наноконцентрации жидкой пробы.

В аналитических системах на основе микрочиповых технологий в основном используется оптическое детектирование, поэтому представляется целесообразным изучение ПС методами оптической спектроскопии. Очевидными преимуществами этих методов является то, что эти методы неразрушающего контроля и диагностики обладают высокой экспрессностью определения и удовлетворительной точностью. Но эти методы позволяют получать только интегральные (усредненные по объему) оценки, адекватные истинным характеристикам только при использовании эффективных моделей. Спектральные методы требуют специального оборудования, точности и аккуратности при измерениях. При этом предъявляются особые требования к образцам: они должны быть соответствующим образом обработаны, обладать достаточной прозрачностью, плоскопараллельными поверхностями и т.п.

Одной из актуальных задач в этой области является раздельное измерение показателей рассеяния и поглощения светорассеивающего объекта. Например, в работах Г.В. Розенберга [12, 13] рассмотрены методы решения этой задачи, построенные на анализе уравнений теории переноса излучения в рассеивающей среде с учетом поляризации излучения. Для их использования применительно к ПС необходима разработка частных методик, рекомендаций и аппаратуры. Особое внимание следует уделить выяснению границ эффективного применения используемого метода. Это важно, так как в практике спектроскопии светорассеивающих веществ получили распространение методы, исходящие из упрощенных представлений об условиях распространения света в мутной среде.

Одним из широко применяемых методов является двухпотокное приближение и функция Гуревича-Кубелки-Мунка, полученные в предположении, что рассеивающее вещество изотропно, имеет малое удельное поглощение и освещено квазидиффузно [13].

Задачей данного исследования является дальнейшее развитие метода спектрофотометрического изучения ПС [14].

Образцы, оборудование и методы исследования

Объектами исследования являлись образцы двухфазных и полученных из них пористых стекол (см. табл.), любезно предоставленные д.х.н. Т.В. Антроповой (Институт химии силикатов РАН).

Образец	Размеры, мм		Примечание
	толщина	длина × ширина	
8Б	0,505	10×20	Двухфазное стекло
PG2	2; 4	20×20	Пористое стекло
НК	2,48	21×41	Двухфазное стекло
PG12	2; 4	20×20	Пористое стекло

Таблица. Размеры и характеристики образцов стекол

Спектрофотометрические характеристики образцов измерены в проходящем и отраженном свете на двухлучевом спектрофотометре HITACHI U3410 (Япония) в спектральном диапазоне 250–800 нм. Для измерений в отраженном свете применены приставки зеркального (5° Specular Reflectance Attachment N 210-213) и диффузного отражений (Integrating Sphere Accessory N 150-0902) фирмы Hitachi. Спектры зеркального и диффузного отражений измерены относительно стандартных образцов, а затем пересчитаны с учетом реального отражения стандартов. Угловые зависимости спектров пропускания были получены с использованием специальной приставки, обеспечивающей установку угла с погрешностью $\pm 2'$. Измерения проводились при углах падения от 0 – 15° относительно нормали к поверхности образца с шагом измерений 2.5° . Скорость сканирования спектра была выбрана 120 нм/мин при спектральной ширине щели 2 нм.

Оценки и характеристики

Измерение спектральных зависимостей образца позволяет определить его оптические характеристики: светопропускание, рассеяние и отражение света от границ раздела сред и неоднородностей материала. Для двухфазных стекол с низким рассеянием света при вычислении показателя преломления и коэффициента поглощения применимы простые модели, где предполагается, что рассеяние и поглощение пренебрежимо малы. В большинстве случаев требуются модели, учитывающие рассеяние и поглощение света.

Источником рассеяния в двухфазных стеклах являются ликвационные неоднородности: каркас основной фазы и ликвационные каналы, занятые нестойкой фазой. Их параметры определяются режимами обработки и исходным составом стекла. Чем больше концентрация неоднородностей, тем выше светорассеяние в двухфазных стеклах [1, 14].

В ПС основной вклад в светорассеяние вносят поры и неоднородности, связанные с отложением кремнегеля – стержневидные неоднородности, страты, кристаллизовавшийся при сушке вторичный кремнезем. Эти неоднородности почти не поглощают свет, следовательно, основной вклад в ослабление светового потока вносит светорассеяние [14, 15].

В зависимости от размеров, формы и расположения неоднородностей возможны разные варианты рассеяния. Хорошо изучены случаи релеевского рассеяния, когда размеры неоднородностей много меньше длины волны. При размере неоднородностей, сравнимых с длиной волны, должны быть использованы другие модели и подходы (теория Ми, модель дифракционного рассеяния). В реальных случаях нельзя исключать наличие как мелких, так и крупных включений, тем более что локальные области с

большим количеством мелких неоднородностей можно рассматривать как макровключение. Это приводит к сложной картине рассеяния света. Поэтому для изучаемого образца целесообразно выявить спектральный диапазон, в котором доминирует тот или иной вид рассеяния, чтобы использовать простые модели для определения характеристик микроструктур.

Ослабление и поглощение света в образцах. Релеевское рассеяние

Ослабление светового потока в среде, состоящей из частиц, связано с рассеянием и поглощением на этих частицах. При малых частицах, если преобладающую роль играет поглощение, спектр экстинкции пропорционален $1/\lambda$, если релеевское рассеяние – $1/\lambda^4$. Ослабление светового потока может быть представлено как $\lg\left(\frac{1}{T}\right) = D_\lambda = C_1 \lambda^\beta$,

где λ – длина волны, T – пропускание, β – коэффициент, D_λ – оптическая плотность образца на длине волны λ .

После логарифмирования получим $\ln(D_\lambda) = C_2 + \beta \ln(\lambda)$. Линейность и величина коэффициентов β могут являться критериями наличия рассеивающих частиц. Это может быть использовано не только для выявления связи между поглощением и релеевским рассеянием, но и для других видов рассеяния. Используя такой подход, можно определить диапазоны длин волн, в которых превалирует поглощение или рассеяние. В дальнейшем для проведения анализа в каждом из полученных диапазонов можно применить достаточно простые модели.

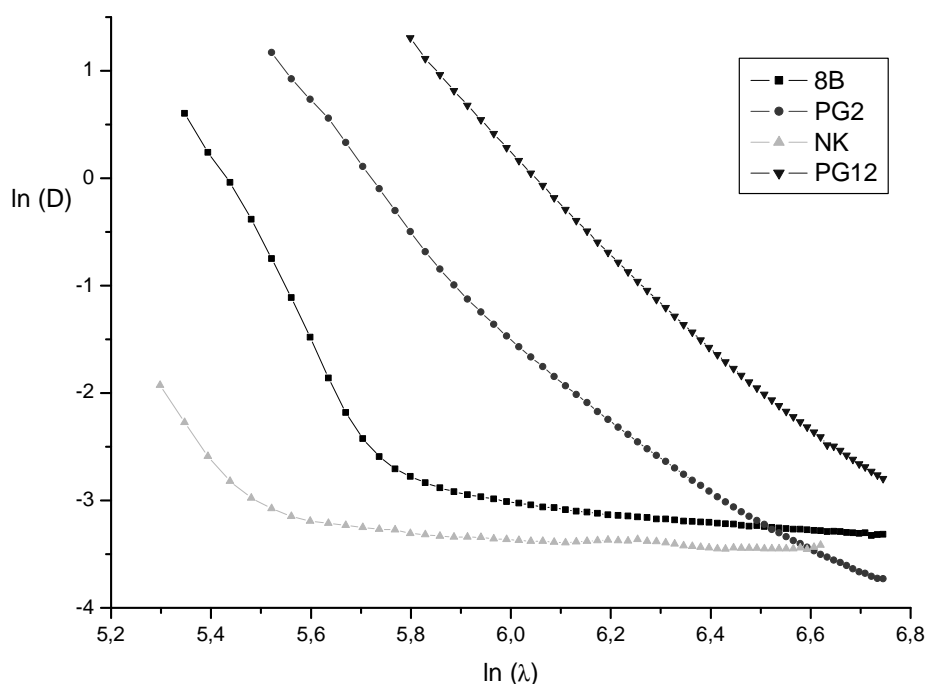


Рис. 1. Спектральные зависимости $\ln(D)$ для двухфазных (8B, NK) и пористых стекол (PG2, PG12)

Для двухфазных стекол 8B и НК (см. рис. 1) полученную зависимость можно интерполировать двумя прямыми линиями. В коротковолновой области спектра тангенс угла велик, для 8B $\beta=8$ (вероятна сложная картина рассеяния), для НК $\beta=5,2$ (также преобладает рассеяние). В длинноволновой части $\beta < 1$, т.е. можно предположить, что превалируют поглощение.

Зависимости для ПС во всем диапазоне измерений близки к линейным. Для PG2 $\beta=3,81$, а для PG12 $\beta=4,29$, т.е. можно полагать, что преобладающую роль играет реле-

евское рассеяние. При этом для стекла PG12 наблюдается более сильное светорассеяние. Разумеется, корректнее было бы найти длины волн, где $\beta \rightarrow 4$ (т.е. рассеяние только релеевское), но это сильно сузило бы рабочий спектральный диапазон.

Итак, релеевское рассеяние для стекла PG2 наблюдается в области 245 до 800 нм, для стекла PG12 – от 340 до 800 нм.

Пропускание, рассеяние и отражение стекол

Для *слабопоглощающих и слабо рассеивающих пористых стекол* толщиной l коэффициент отражения от границы раздела сред r_0 , коэффициент поглощения k и показатель преломления n при известных отражении R и пропускании T можно определить по следующим формулам [16]:

$$r_0 = \frac{-(T^2 - R^2 + 2R + 1) \pm \sqrt{(T^2 - R^2 + 2R + 1)^2 + 4R(R - 2)}}{2(R - 2)},$$

$$k = -\frac{1}{2l} \ln \frac{r_0 - R}{r_0[r_0(2 - R) - 1]},$$

$$n = \frac{1 + r_0 + \sqrt{4r_0 - (1 - r_0)^2 k_1^2}}{1 - r_0},$$
(1)

где $k_1 = \frac{k\lambda}{4\pi}$. Формулы применимы при $k_1 < \frac{2\sqrt{r_0}}{1 - r_0}$ и $k < 10^3 \text{ см}^{-1}$.

Погрешность определения оптических постоянных r_0 , k , n зависит от точности измерения R и T .

Полученные по формулам (1) зависимости для коэффициентов отражения от границы раздела воздух-стекло приведены на рис. 2.

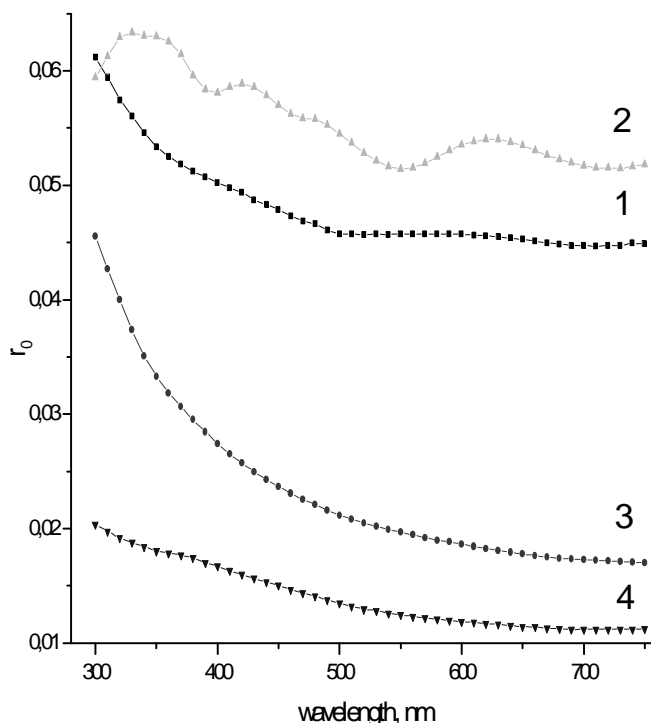


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициентов отражения от границы стекло-воздух для двухфазных (1 – 8В, 2 – НК) и пористых стекол (3 – PG2, 4 – PG12)

Двухфазные стекла имеют большее отражение, чем ПС. Стекло НК имеет сложную зависимость с несколькими экстремумами. Наибольшие изменения отражения в изучаемом спектральном диапазоне наблюдаются для ПС PG2.

Определенные по формуле (1) зависимости для коэффициентов поглощения (рис. 3) – более гладкие. Наибольшим поглощением обладает стекло PG12, наименьшим – НК.

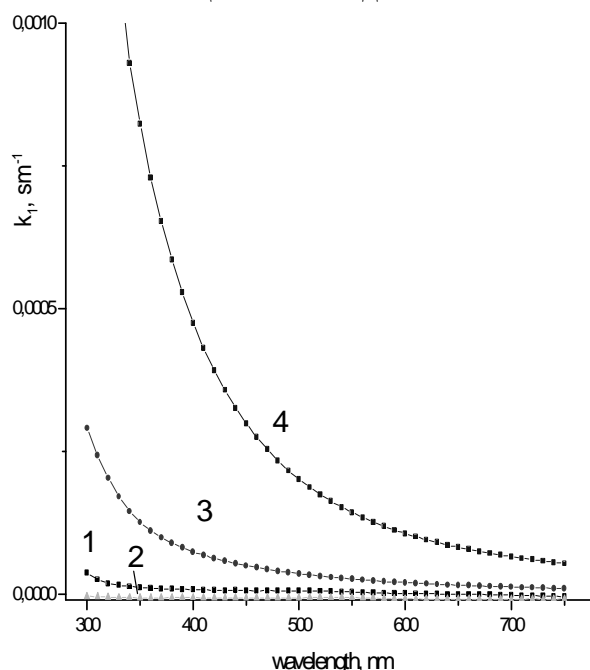


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения для двухфазных (1 – 8В, 2 – НК) и пористых стекол (3 – PG2, 4 – PG12)

На рис. 4 приведены спектральные зависимости показателей преломления стекол. Наибольшее изменение показателя преломления отмечено для стекол НК и полученного из него PG12 ($\Delta n=0.35$). Зависимость показателя преломления для стекла НК имеет несколько локальных экстремумов, которых нет у пористого стекла PG12. Итак, при получении пористых стекол происходят значительные трансформации спектральных зависимостей коэффициента поглощения и показателя преломления.

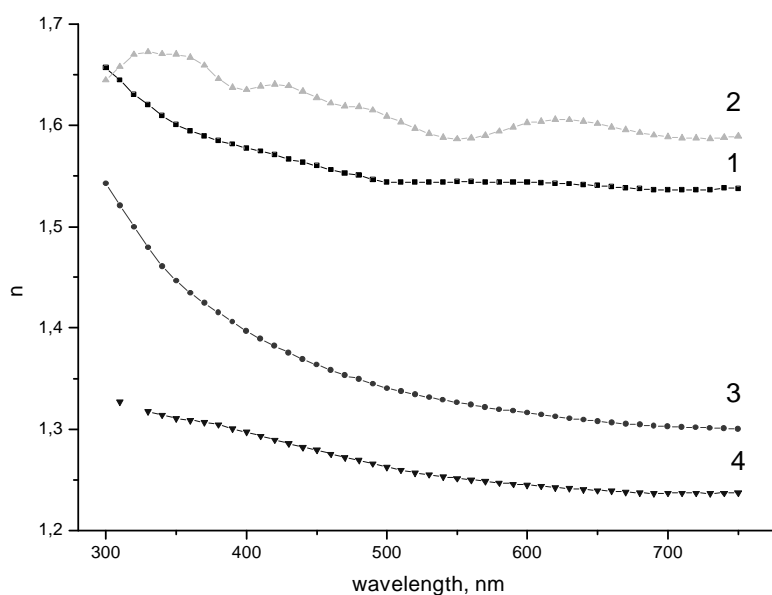


Рис. 4. Спектральные зависимости показателей преломления для двухфазных (1 – 8В, 2 – НК) и пористых стекол (3 – PG2, 4 – PG12)

Диффузное отражение ПС

Для рассеивающих образцов со слабым поглощением можно, измерив коэффициенты диффузного отражения, по формуле Гуревича-Кубельки-Мунка определить соотношение констант поглощения и рассеяния. Для бесконечно толстого слоя при диффузном освещении справедливо соотношение [17]:

$$f = \frac{(1 - r_d)^2}{r_d} = m_{kd} \frac{k}{\sigma} = \frac{\chi}{s},$$

где f – функция Гуревича-Кубельки-Мунка, r – коэффициент диффузного отражения, χ , s – константы поглощения и рассеяния слоя единичной толщины, m_{kd} – коэффициент, k – показатель поглощения, σ – показатель рассеяния.

Зная величину f , можно с точностью до постоянного множителя определить k или σ . Если соотношение m_{kd}/σ не зависит от длины волны, то по виду функции f можно достаточно точно судить о спектре $k(\lambda)$.

На рис. 5 приведены спектральные зависимости функции f для стекол PG2 и PG12. У стекла PG2 наблюдается локальный максимум на длине волны 340 нм и большее соотношение констант, чем у PG12. Коэффициент поглощения можно вычислить, используя спектры пропускания (рис. 3). А затем, из зависимости $f(\lambda)$ (рис. 5), можно определить значение показателя рассеяния. Например, для стекол PG2 и PG12 на длине волны 500 нм $\sigma_{PG2} = 8.5 \cdot 10^{-6}$, $\sigma_{PG12} = 1.7 \cdot 10^{-4}$.

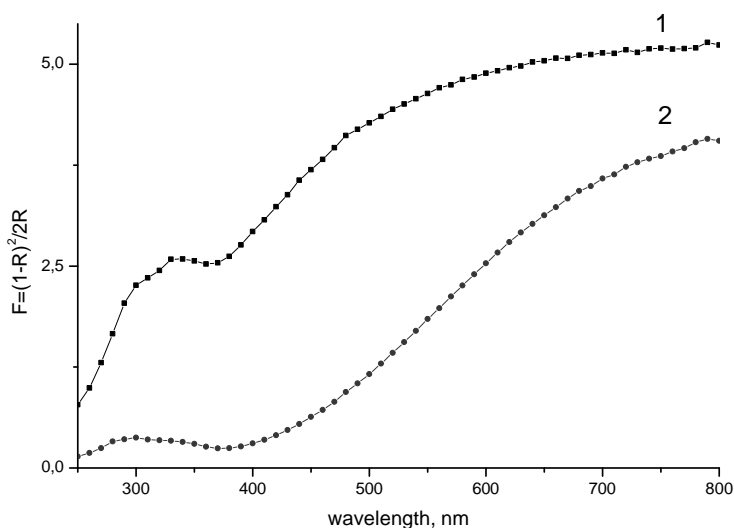


Рис. 5. Спектральные зависимости функции Гуревича-Кубельки-Мунка для пористых стекол PG2 (1) и PG12 (2)

Светопропускание стекол при падении светового потока под углом к поверхности

На рис. 6 приведена зависимость относительного светопропускания пористого стекла PG2 при разных углах падения светового потока (от 2.5° до 15°), приведенная к пропусканию этого образца при нормальном падении света. Для отделения эффектов, вызванных увеличением длины оптического пути при повороте образца, проведена нормировка относительно светопропускания исходного двухфазного стекла при соответствующих углах. Полученные результаты для ПС PG12 приведены на рис. 7. Из этих зависимостей следует, что при повороте образца ПС наблюдается спектральная избирательность (в сине-зеленой области спектрального диапазона) по сравнению с двухфазным стеклом. Это свойство может успешно использоваться при проектировании чувствительных элементов.

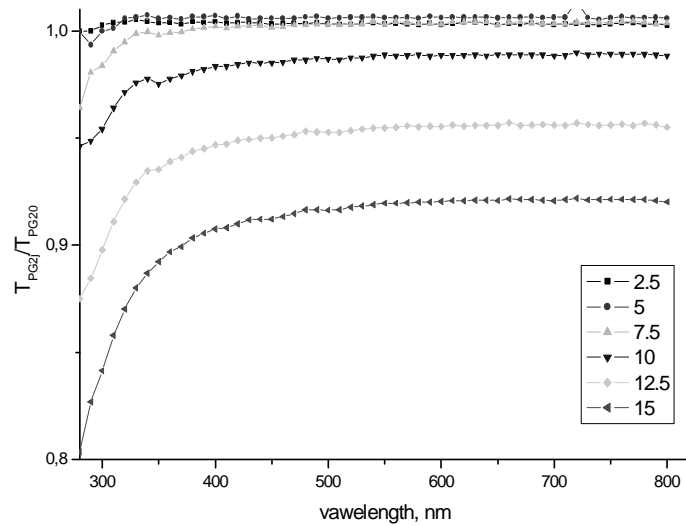


Рис. 6. Зависимость относительного светопропускания пористого стекла PG2 при разных углах падения светового потока

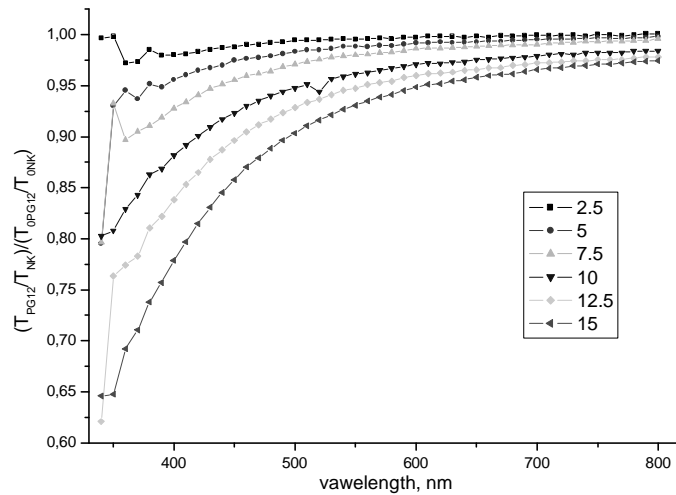


Рис. 7. Нормированная зависимость светопропускания пористого стекла PG12 относительно двухфазного (НК) при разных углах падения светового потока

Оценки размеров микроструктур

Пористость и объем пор можно оценить, воспользовавшись формулой для эффективного коэффициента преломления [18]:

$$\frac{n_{eff}}{n} = 1 - \frac{NV}{2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2} \right) - i \frac{N2(\pi V)^2 (n^2 - 1)^2}{3\lambda^3 n},$$

$$\frac{n_{eff}}{n} = \frac{n_{PG}}{n} - i \frac{k\lambda}{2\pi},$$

где n – показатель преломления исходного двухфазного стекла, n_{PG} – показатель преломления пористого стекла, N – количество пор в единице объема, V – средний объем пор, λ – длина волны. Из формулы следует, что

$$V = \frac{3k_1\lambda^3}{2\pi^2 (n^2 - 1)(n - n_{PG})},$$

$$N = \frac{2n(n - n_{PG})}{V(n^2 - 1)}.$$

Вычислив объем пор V , можно получить оценки для среднего размера пор. Итак, средний диаметр пор, определенный для диапазона 450–600 нм, составляет для PG2 7.8–8.2 нм, для PG12 11,5–12 нм. Оценка пористости стекла для PG2 0.35–0.40, для PG12 0.6–0.67. Оценки для диаметра пор хорошо коррелируют с данными электронной микроскопии [14].

Следует отметить, что в процессе выщелачивания образуются поры, имеющие неодинаковые размеры и форму. Это вносит определенный вклад в светорассеяние образцов и, соответственно, в получаемые оценки. Поэтому оценки получаются несколько завышенными в силу принятых допущений.

Заключение

Проведены спектральные измерения образцов двухфазных (8В, НК) и пористых стекол (PG2, PG12) в проходящем и отраженном свете. В процессе измерений светопропускания образцов двухфазных (8В, НК) и пористых стекол (PG2, PG12) при вариации угла падения зондирующего излучения наблюдался эффект спектральной избирательности, который может быть использован для прецизионного изменения светового потока или для его спектральной коррекции.

Рассмотрен способ проверки гипотезы релеевского рассеяния, основанный на анализе спектров светопропускания образцов, позволяющий определить спектральный диапазон, где могут быть получены эффективные оценки.

Использованы формулы Гуревича-Кубельки-Мунка для вычисления оценок соотношения констант поглощения и рассеяния ПС.

Для слабопоглощающих и слаборассеивающих образцов в рамках модели эффективной среды по данным спектрофотометрических измерений получены оценки для размеров и количества пористых структур (пористости образца).

Одним из перспективных вариантов применения ПС является их использование в качестве функциональных и чувствительных элементов в аналитических приборах на основе микрофлюидных чипов. Полученные в данной работе оценки и подходы могут быть успешно применены при создании аналитических систем на микрочиповой платформе с оптическими методами детектирования.

Литература

1. Мазурин О.В., Роскова Г.П., Аверьянов В.И., Антропова Т.В. Двухфазные стекла структура, свойства, применение. Л.: Наука. 1991. 276 с.
2. Мешковский И.К. Композиционные оптические материалы на основе пористых матриц. СПб: Изд. СПбГИТМО (ТУ). 1998. 332 с.
3. Курочкин В.Е., Муравьев Д.О., Евстапов А.А., Котов В.П. Люминесцентные сенсоры кислорода: тенденции и перспективы развития. // Микросистемная техника. 2000. №4. 27–32.
4. Aleksashkina M.A., Venzel B.I. and Svatovskaya L.G. Application of Porous Glasses as Matrices for Nanocomposites. // Glass Physics and Chemistry. 2005. 31. 3. 269.
5. Mojumdar S.C. Kozánková J. Chocholousek J. Majling J. Nemecek V. The Microstructure and optical transmittance thermal analysis of sodium borosilicate bioglasses. // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry. 2004. 78, 1. 145–152.
6. Антропова Т.В., Дроздова И.А. Влияние условий получения пористых стекол на их структуру. // Физика и химия стекла. 1995. 21. 2. 199–209.
7. Захаров С.Л. Получение и свойства пористых боросиликатных стекол. // Материаловедение. 2004. 1. 53–56.

8. Альтшулер Г.Б., Баханов В.А., Дульнева Е.Г., Мешковский И.К. Исследование оптических характеристик активных элементов из кварцевого микропористогостекла. // Оптика и спектроскопия. 1983. 55, 2. 369–374.
9. Khandurina J., Jacobson S.C., Waters L.C., Foote R.S., Ramsey M.J. Microfabricated Porous Membrane Structure for Sample Concentration and Electrophoretic Analysis. // Anal. Chem. 1999. 77. 1815–1819.
10. Yao S., Santiago J.G. Porous glass electroosmotic pumps: theory. // Journal of Colloid and Interface Science. 2003. 268. 133–142.
11. Косарев Е.Л., Муранов К.О. Хроматография сверхвысокого разрешения. // ПТЭ. 2001, 5. 74–79.
12. Розенберг Г.В. Абсорбционная спектроскопия диспергированных веществ. // Усп. физ. наук. 1959. 9. 57.
13. Розенберг Г.В., Сахновский М.Ю., Гуминецкий С.Г. О методах абсорбционной спектроскопии плоских образцов слабо поглощающих светорассеивающих веществ. // Оптика и спектроскопия. 1967. XXIII, 5. 791–806.
14. Evstrapov A.A., Antropova T.V., Drozdova I.A., Yastrebov S.G. Optical properties and structure of porous glasses. // Optica Applicata. 2003. XXXIII. 1. 45–54.
15. Antropova T.V., Drozdova I.A., Yastrebov S.G., Evstrapov A.A. Porous glass: inhomogeneities and light transmission. // Optica Applicata. 2000. XXX. 4. 553–567.
16. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М.: ФИЗМАТГИЗ. 1961. С. 487–488.
17. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. Минск. Наука и техника. 1969. 592 с.
18. Верещагин В.Г., Дынич Р.А., Понявина А.Н. Эффективные оптические параметры пористых диэлектрических структур. // Оптика и спектроскопия. 1998. 84. 3. 486–490.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ ТЬ ВО ФТОРОАЛЮМИНАТНЫХ СТЕКЛАХ

А.Н. Власова (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет),
И.Н. Титов (Санкт-Петербургский государственный технологический институт)
Научные руководители – кандидат физико-математических наук,
доцент Т.В. Бочарова (СПбГПУ), кандидат технических наук,
доцент Н.О. Тагильцева (СПбГТИ(ТУ))

Исследовались фторалюминатные стекла состава 36 мол.% AlF_3 , 12.8 мол.% YF_3 , 51.2 мол.% ΣRF_2 , где $\text{R} = \text{Mg}, \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$, с переменным содержанием фторида тербия в интервале от 0.001 до 5.0 мол.% при помощи спектров добавочного оптического поглощения и ЭПР-спектров. Установлено, что ионы тербия характеризуются двумя типами окружения.

Введение

Интерес, который вызывают фторидные, в частности, фтороалюминатные стекла, обусловлен тем, что они характеризуются низкой энергией фононного спектра, что делает указанные стекла перспективными материалами для создания на их основе систем передачи и обработки информации [1–4]. Главные усилия сосредоточены на разработке активных сред – стекол, активированных ионами редкоземельных элементов (РЗЭ), для лазеров и волоконных усилителей [2–4], но не менее важным представляется направление, сориентированное на проектирование бескислородных стекол, способных конкурировать с кварцевым стеклом в качестве пассивного материала для оптических волокон [1, 5].

Методика исследования

Объектами исследования являлись фторалюминатные стекла состава 36 мол.% AlF_3 , 12.8 мол.% YF_3 , 51.2 мол.% ΣRF_2 , где $\text{R} = \text{Mg}, \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$, с переменным содержанием фторида тербия в интервале от 0.001 до 5.0 мол.%. Синтез проводился при температуре 1050 °С в атмосфере осушенного и очищенного аргона в стеклоуглеродных тиглях. Стекла отжигали при температуре 420 °С. При составлении шихты использовали реактивы повышенной чистоты. Для проведения варок фторид тербия был получен методом высокотемпературного фторирования.

Объектами рассмотрения являлись стекла базового состава, активированные тербием (TbF_3). Концентрация ионов Tb^{3+} менялась в широких пределах – от $2.2 \cdot 10^{17}$ до $2.6 \cdot 10^{20}$ ион/см³. Фторид тербия был получен из оксида путем высокотемпературного фторирования [8]. Как показали данные рентгенофазового анализа, в пределах погрешности метода наличие Tb_2O_3 в используемом для синтеза реактиве не обнаружено.

Спектры оптического поглощения исходного неактивированного стекла характеризуются высокой прозрачностью в УФ области спектра (до 50000 см⁻¹), что позволило определить положение полос поглощения Tb^{3+} в области волновых чисел, превышающих 40000 см⁻¹. Положение полос поглощения Tb^{3+} в УФ области известно для силикатных стекол до 40000 см⁻¹ [9] и для фторфосфатных стекол – до 31460 см⁻¹ [10]. В спектрах фторбериллатных стекол [11] выявлен ряд узких полос поглощения в области до 38000 см⁻¹, максимум самой интенсивной из которых соответствует 36000 см⁻¹, и широкая полоса поглощения (~20000 см⁻¹) в области 39000–44000 см⁻¹. Данные о спектре 4f-5d-поглощения Tb^{3+} в фосфатном стекле можно найти в [22]. Авторы выделили три группы полос с максимумами 38700 см⁻¹, 46000 см⁻¹ и 55700 см⁻¹, при этом интенсивность самой низкоэнергетичной полосы оказывается на два порядка меньше, чем интенсивности двух других полос. Авторы [12] продемонстрировали влияние не только

первой, но и второй координационной сферы, куда входят ионы-модификаторы, на энергии f-d-переходов иона Tb³⁺. Спектры исследованного концентрационного ряда стекол содержат полосу поглощения с максимумом в области 47500 см⁻¹ и шириной приблизительно 2700–2800 см⁻¹, интенсивность которой пропорциональна введенной концентрации TbF₃. Поскольку, согласно [9], изменение окислительно-восстановительных условий синтеза не влияет на спектроскопические свойства стекол, то не исключено, что наблюдаемая полоса связана с межконфигурационным переходом 4f⁸–4f⁷(⁸S)5d в ионе Tb³⁺, в частности, параметры полосы соответствуют параметрам средней по положению полосы, обнаруженной в спектрах фосфатных стекол [12]. Сдвиг положения полосы в высокоэнергетичную область спектра закономерен в силу увеличения доли ионности связи активатор-лиганд. Сечение поглощения данного перехода в полосе 47500 см⁻¹ составляет, по нашим оценкам, $\sigma \approx 0,82 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при концентрации введенного активатора $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$. В работе [12] для данной полосы в спектре фосфатного стекла сечение перехода для концентрации Tb³⁺ $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ составило величину приблизительно в три раза меньшую, что очень близко к величине, полученной для Tb³⁺ в силикатных стеклах [13].

В результате γ -облучения в спектре наведенного оптического поглощения присутствует ряд полос, обусловленных электронными центрами окраски фторидной матрицы. Интенсивность полос наведенного поглощения практически не меняется при введении тербия в стекло, за исключением возрастания интенсивности поглощения в области ближнего УФ, что обусловлено, по-видимому, низкоэнергетическим крылом полосы Tb⁴⁺.

В спектре ЭПР γ -облученных стекол всех образцов присутствует почти симметричная линия, параметры которой совпадают с параметрами центрально-резонансного сигнала, обнаруженного ранее в [6], с g-фактором 2.0155 ± 0.0007 и шириной линии (66 ± 2) Гс, связываемого с дырочными парамагнитными центрами (ПМЦ), а также низковолевая компонента спектра радиационно-восстановленного европия. Известно, что Eu³⁺ является электронной ловушкой, введение его в стекло не приводит к снижению интенсивности ЭПР поглощения дырочных ПМЦ. В то же время с увеличением концентрации тербия интенсивность центрально-резонансного сигнала снижалась. На рисунке приведена концентрационная зависимость относительной интенсивности ЭПР поглощения ПМЦ, построенная в рамках выражения (1).

$$\ln \frac{n}{n_0} = f(C_3), \quad (1)$$

где n и n_0 – концентрации центров захвата матрицы, образующихся, соответственно, в активированных и неактивированных стеклах при одной и той же дозе облучения, C_3 – концентрация ионов активатора, являющихся ловушками, однотипными с указанными выше центрами захвата.

Из рисунка следует, что полученная зависимость может быть аппроксимирована линейными участками, приходящимися на разные концентрационные диапазоны. Точка пересечения прямых соответствует концентрации TbF₃ 0.1 мол.% или приблизительно $2 \cdot 10^{19}$ ион/см³. Для каждой области концентраций от 0 до $2 \cdot 10^{19}$ ион/см³ и от $2 \cdot 10^{19}$ ион/см³ до $2.6 \cdot 10^{20}$ ион/см³ по тангенсу угла наклона прямых можно оценить значения объема захвата (C_3), которые составляют $3.6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$ и $0.26 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$, соответственно. Таким образом, полученные значения отличаются на порядок друг от друга, и самое большое из них, соответствующее диапазону малых концентраций, отличается на порядок от объема захвата центров окраски для Eu³⁺. Отметим, что в пределах именно данного концентрационного диапазона ионы Eu³⁺ характеризуются таким большим по величине объемом захвата ($31.55 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$).

При изучении ЭПР поглощения центров PO₄²⁻ в фосфатном стекле было установлено [7], что при статистическом распределении ионов в матрице стекла объем захвата

$V = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{20} \text{ см}^3$. Отсюда следует, что для малых концентраций наблюдается превышение в три раза значения объема захвата для ионов Tb^{3+} во фтороалюминатном по сравнению с таковым в фосфатных стеклах. Соответственно, можно предполагать, что места, где локализуются ионы обоих типов, располагаются от предшественников центров окраски и ПМЦ ближе среднестатистического расстояния. По-видимому, число таких мест ограничено. При больших концентрациях ионы РЗЭ начинают выполнять роль сеткообразователя, это приводит к тому, что наблюдается кажущееся уменьшение величины объема захвата.

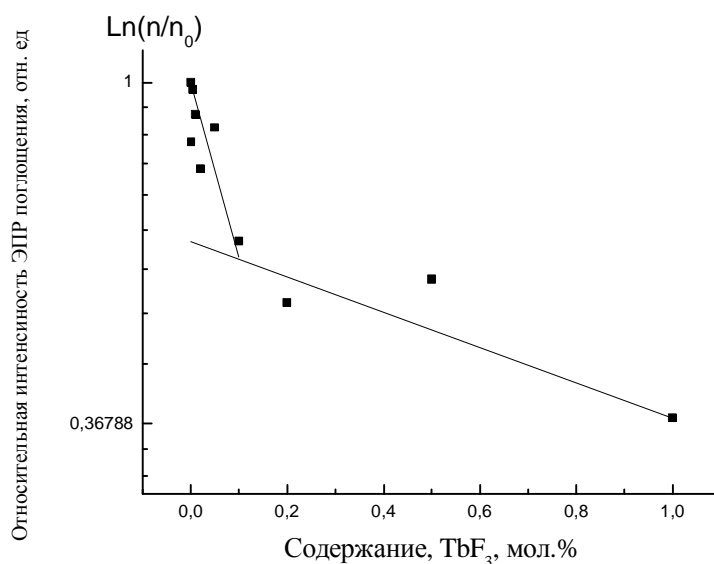


Рис. Зависимость интенсивности центрально-резонансного сигнала от концентрации тербия, построенная в координатах $\ln \frac{n}{n_0} = f(C_3)$. Доза облучения $2 \cdot 10^6$ рад. Время записи спустя 2 месяца после облучения

Заключение

Установлено, что во фтороалюминатном стекле ионы тербия характеризуются двумя типами окружения. С ростом концентрации активатора до $0-0.2 \cdot 10^{20}$ ион/см³ происходит заполнение мест вблизи предшественников ПМЦ, ответственных за СР-линию, предположительно центров, включающих $(\text{O}_2\text{F})^{3-}$; при дальнейшем росте вводимой концентрации ($(0.2-2.6) \cdot 10^{20}$ ион/см³) ионы тербия занимают места в соответствии с нормальным законом распределения.

Литература

1. Adam J.-L. Fluoride Glass Research in France: Fundamentals and Applications. // J. Fluorine Chemistry. 2001. V.107. P. 265–270.
2. Lucas J., Smektala F., Adam J.-L. Fluorine in Optics. // J. Fluorine Chemistry. 2002. V.114. P. 113–118.
3. Zhang L., Hu H.F. The Fluorescence properties of highly-doped erbium fluoroaluminate glass pumped at 800 and 980 nm. // J. Non-Crystalline Solids. 2003. V. 326, 327.P. 353–358.
4. Inoue H., Soga K., Makishima A. Structure around the Tm^{3+} ion in a glass based on AlF_3 . // J. Non-Crystalline Solids. 2003. V. 331. P. 58–69.

5. Smektala F., Brilland L., Chatier T., Nguyen N., Seznec V., Troles J., Jouan T. Microstructured optical fibers from sulfide glasses for photonic devices. // Abstracts of the First International Workshop on Photoluminescence in rare earths: photonic materials and devices. Trento, Italy. May 2–3, 2005. P.49.
6. Анисонян Л.Б., Бочарова Т.В., Карапетян Г.О., Халилев В.Д. Методы повышения радиационной стойкости фторалюминатных стекол. // Тез. докл. Всесоюзн. совещ. «Строение, свойства и применение фосфатных, фторидных и халькогенидных стекол» (Рига, 20–22 ноября 1985). Рига: РПИ. 1985. С. 41.
7. Бочарова Т.В. Модель объема захвата свободных носителей во фторофосфатных стеклах, активированных тербием. // Физика и химия стекла. Т. 31. № 2. С. 161–173.
8. Химия и технология редких и рассеянных элементов. Ч. 2. М.: Высшая школа, 1976. 254 с.
9. Карапетян Г.О., Рейшахрит А.Л. Люминесцирующие стекла как материал для оптических квантовых генераторов. // Изв. АН СССР. Неорган. матер. 1967. Т. 2. С.217–259.
10. Binnemans K., Van Deun R., Gorller-Walrand C., Adam J.L. Spectroscopic properties of trivalent lanthanide ions in fluorophosphates glasses. // J. Non-Crystalline Solids. 1998. V.238. P.11–29
11. Колобков В.П., Петровский Г.Т. Спектрально-люминесцентные характеристики редкоземельных элементов во фторобериллатных стеклах. // ОМП. 1971. №3.С. 53–60.
12. Арбузов В.И., Грабовскис В.Я., Ковалева Н.С., Рогулис У.Т., Толстой М.Н. Спектры межконфигурационных $4f^8 - 4f^7 5d$ переходов ионов Tb^{3+} в фосфатных стеклах. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. № 4. С. 943–947.
13. Арбузов В.И., Николаев Ю.П., Толстой М.Н. Влияние состава стекла на относительное расположение энергетических уровней активатора и собственных состояний матрицы. // Физика и химия стекла. 1990. Т. 16. № 2. С. 184–191.

ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОСИТАЛЛОВ

Г.К. Костюк, А.Н. Рачинская

Научный руководитель – доктор технических наук, профессор В.П. Вейко

Экспериментально показана возможность лазерной кристаллизации fotocувствительных стеклокерамик под действием излучения CO₂-лазера. Лазерная кристаллизация стеклокерамики представляет новые возможности для разработки и производства неизвестных оптических микроматериалов, компонентов и устройств.

Введение

Традиционно стеклокерамики широко использовались в различных научных и прикладных областях, таких как фотоника, оптоэлектроника, химия, а также в декоративном искусстве и строительстве [1]. Одним из типов стеклокерамик, содержащих fotocувствительные центры, позволяющие контролировать осаждение химически растворимой керамической фазы, являются fotocувствительные стеклокерамики (ФС). Существенное различие в скоростях химического травления кристаллической и аморфной фазы ФС определило использование этих керамик для создания периодических структур [2], в том числе и дифракционных решеток на их поверхности [2], а в последние годы, с появлением наносекундных лазеров УФ-диапазона и фемтосекундных лазеров ближнего ИК-диапазона – объемных периодических структур и сложных трехмерных изображений в материале этих стеклокерамик [3].

Промышленно распространенными fotocувствительными стеклокерамиками (ФС) являются щелочные алюмосиликаты, содержащие кремниевый каркас с добавлением стабилизирующих примесей в виде оксидов щелочных металлов, таких как оксид лития Li₂O, оксид натрия Na₂O, оксид калия K₂O, а также незначительные доли фотоинициатора – оксида церия Ce₂O₃ и нуклеирующее вещество – оксид серебра Ag₂O [1].

Традиционные методы кристаллизации

Процесс формирования областей химически растворимой керамической фазы внутри стеклянной матрицы ФС был подробно изучен в 50–60 годы XX века [1]. Обязательными стадиями этого процесса были следующие стадии:

1. облучение в течение 10–15 минут поверхности образца через маску излучением УФ-диапазона;
2. двухэтапная термообработка, первый этап который заключается в нагреве образца в течение двух часов при температуре 400–500 °С, второй – в повторном нагреве в течение 15 минут до температуры 550–650 °С.

Результатом первого этапа термообработки является образование на облученных участках субмикроскопических коллоидно-дисперсных частиц Ag, вызывающих желтоватый окрас поверхности облученных участков, в результате второго этапа возникают центры кристаллизации Li₂O и SiO₂ вокруг образованных на первом этапе термообработки коллоидных частиц Ag, и происходит рост кристаллов. Обязательным этапом формирования периодических структур является травление образцов в плавиковой кислоте HF.

Современным усовершенствованием традиционного процесса микроструктурирования является облучение образцов ФС-излучением УФ-лазера за счет программированного перемещения луча без использования маски [3].

Недавно сообщалось об изучении процесса аморфизации стеклокерамики СТ-50 и ее повторной кристаллизации излучением CO₂-лазера [4–6]. Длина волны 10,6 мкм лежит в области фундаментального поглощения стекла и стеклообразных материалов. В работе [7] изучался процесс кристаллизации аморфных областей, сформированных из-

лучением CO₂-лазера на стеклокерамике СТ-50 и титаносодержащих стеклах. Процесс аморфизации и кристаллизации СТ-50 при лазерном воздействии протекает значительно (в 100–1000 раз) быстрее, чем при «печном» нагревании.

Исследование процессов локального зарождения и роста кристаллической фазы в аморфных веществах и превращение вещества в аморфное из кристаллического при локально-термическом воздействии лазерного излучения предоставляет большой интерес для усовершенствования методов создания миниатюрных устройств в полупроводниковой электронике, оптоэлектронике и приборостроении.

В настоящее время все больше внимание уделяется исследованию процессов термической кристаллизации аморфных веществ, протекающих в нехарактерных для традиционных методов условиях, когда в образце создается большой градиент температуры за очень короткое время. Применение лазерного излучения для кристаллизации аморфных веществ дает возможность реализации термического воздействия локально, что существенно как для прямого формирования полосами, так и для устранения воздействий на соседние зоны. К тому же, применение лазеров может существенно ускорить процесс кристаллизации, который обычно является весьма длительным при традиционных методах.

Известно, что степень кристаллизации аморфных веществ и размер кристаллов в их объеме определяются двумя факторами: скоростью зарождения центров кристаллизации и скоростью роста кристаллов, значения которых зависят от состава образца и степени его переохлаждения ниже температуры плавления кристаллов. Процесс кристаллизации может быть осуществлен как при охлаждении расплава, так и при нагревании холодного аморфного вещества. Для увеличения скорости зародышеобразования кристаллов в состав аморфного вещества (стекла) вводят кристаллизаторы, в частности, в ФС их роль исполняют Se₂O₃.

В работах [6, 7] исследовалась кинетика процесса локальной кристаллизации ФС в рамках традиционного способа изготовления, неотъемлемыми стадиями которого являются предварительное облучение образцов излучением УФ-диапазона и двухстадийная термообработка.

Целью настоящей работы было исследование процесса лазерной кристаллизации образцов ФС1 и исключение длительной двухстадийной термообработки.

Локальная двухстадийная лазерная кристаллизация стекла ФС1

Для проведения эксперимента по кристаллизации использовались ФС (ФС1). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

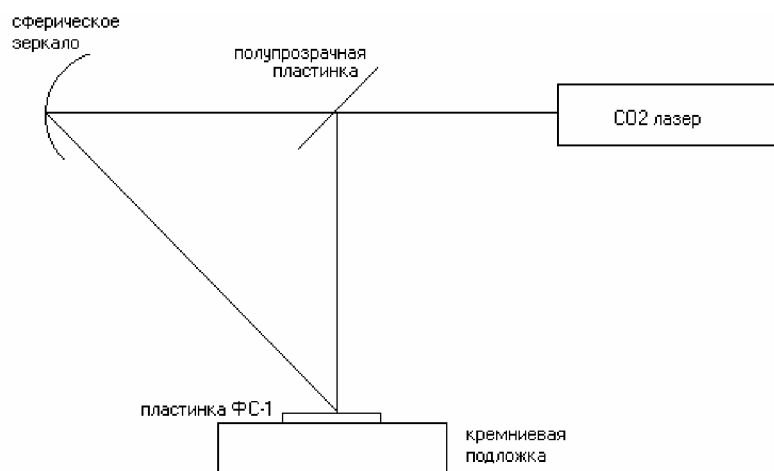


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Излучение CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм падает на полупрозрачную пластинку (2), которая делит пучок на две части, условно названные силовым (рабочим) каналом и каналом подогрева, причем в рабочий канал отводится более 70% излучения. Пучок рабочего канала после отражения от полупрозрачной пластины (2) фокусируется собирающей линзой из ZnSe с $f'=15$ см в пятно размера ~ 1 мм, что обеспечивает в плоскости обработки плотность мощности $q \sim 2,5 \cdot 10^5$ Вт/м². Смещением плоскости обработки по отношению к фокальной плоскости линзы можно варьировать q в пределах от $2 \cdot 10^5$ до $6 \cdot 10^5$ Вт/м². Пучок канала подогрева после прохождения полупрозрачной пластинки, отражаясь от медного сферического зеркала (4) с $f'=40$ см, фокусируется им в плоскости обработки в пятно размером не более 6 мм, причем зеркало позволяет варьировать размер зоны подогрева в пределах 1–6 мм, изменения его положения. Подогрев образцов стекла ФС1 до температур порядка 500–900 °С необходим для предотвращения растрескивания образцов.

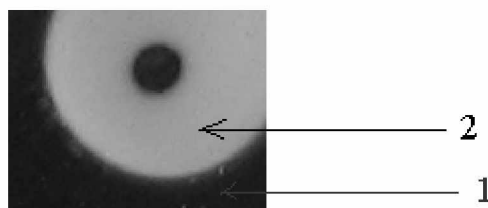


Рис. 2. Фотография образца ФС1, снятая в отраженном свете, кристаллизованного излучением CO_2 -лазера: 1 – исходное прозрачное стекло, 2 - закристаллизованная лазером область

Исследование процесса кристаллизации пластин толщиной 0,1 мм ФС1 (SiO_2 – 79%, Li_2O – 9%, Na_2O – 2%, K_2O – 2,5%, Al_2O_3 – 7,5%, AgCl – 0,002%, CeO_2 – 0,02%), прошедших предварительное облучение УФ излучением (He-Cd-лазер с длиной волны 325 нм), но не прошедших двухстадийную тепловую обработку, позволило установить, что при плотности мощности $q=3 \cdot 10^4$ Вт/м² достаточно произвести облучение CO_2 -лазером в течение 60–90 с, чтобы в области воздействия сформировалась непрозрачная область молочно-белого цвета (рис. 2). Сравнение спектров поглощения исходного и кристаллизованных областей (рис. 3, 4), позволило сделать вывод о том, что основу закристаллизованной области составляют кристаллы Li_2O и SiO_2 с небольшим количеством Ag_2O .

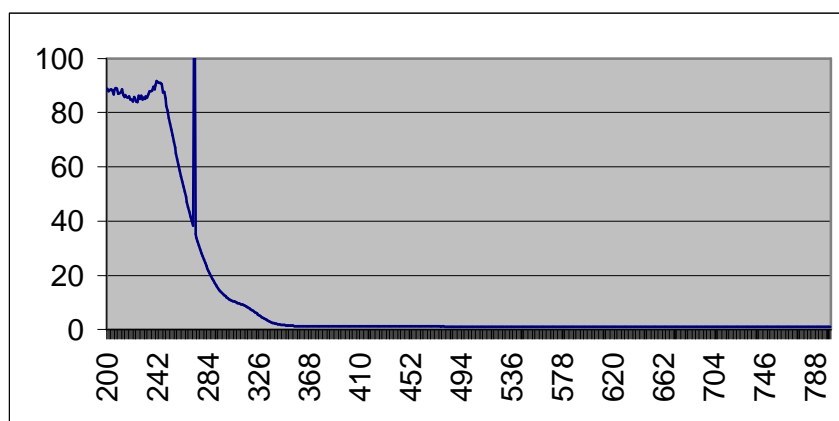


Рис. 3. Спектр поглощения исходного образца

Оценка температуры кристаллизации проводилась по известным плотности мощности q и длительности импульса τ с использованием формулы [7]:

$$T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q\sqrt{a\tau}}{k} + T_0,$$

где a – коэффициент температуропроводности ($a=6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$), k – коэффициент теплопроводности ($k = 1,45 \text{ Вт/м}\cdot\text{к}$). Полученное по формуле значение (470 К) сравнивалось с температурой, измеренной с помощью цифрового пирометра с разрешением 10 К, и различие в результатах не превысило 50 К.

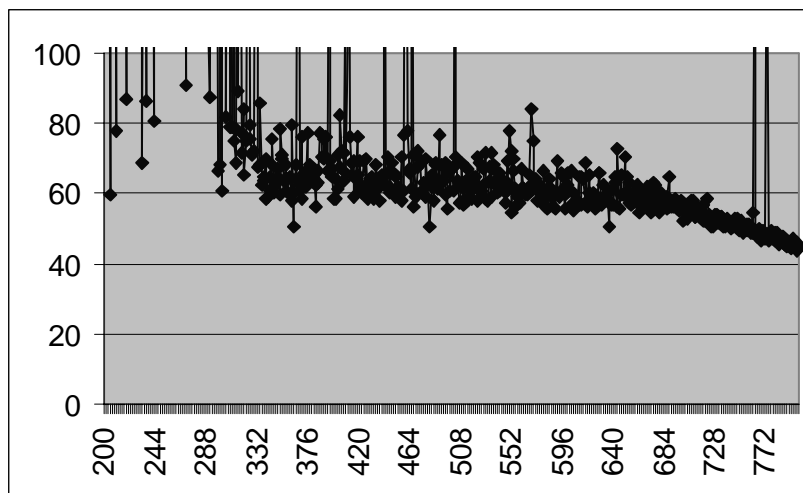


Рис. 4. Спектр поглощения образца, облученного He-Cd-лазером, после чего кристаллизованного излучением CO₂-лазера

Исследование скорости травления закристаллизованных и исходных прозрачных областей в плавиковой кислоте HF показало различие порядка 10 раз, что хорошо согласуется с данными работ [2].

Заключение

В работе показана возможность кристаллизации ФС1 без использования двухстадийной термообработки. О формировании кристаллической фазы свидетельствует различие в спектре поглощения исходного ФС1 и кристаллической области. Различие в скоростях травления в плавиковой кислоте свидетельствует о том, что под воздействием лазерного излучения формируется кристаллическая фаза.

Литература

1. Бережной А.И. Ситалы и фотоситалы. М.: Машиностроение, 1966. 368 с.
2. Nikonorov N. Influence of ion-exchange treatment on the physicochemical properties of glass and waveguide surfaces. // *Glass Physics and Chemistry*. 1999. 25. №3. P. 207–232.
3. Livingston F.E., Adams P.M., Helvajian H. Active Photo-Physics Processes in the Pulsed UV Nanoseconds laser Exposure of Photostructurable. // *Proc. SPIE*. 2003. 4830. 189.
4. Скиба П.А. Лазерная модификация стеклообразных материалов. Минск: Белоруссия, 1999. 132 с.
5. Вейко В.П., Киеу К.К., Никоноров Н.В. Лазерно-индуцированное изменение структуры и свойств стеклокерамик. // В печати.
6. Вейко В.П., Киеу К.К. Лазерная аморфизация стеклокерамик. // В печати.
7. Вейко В.П., Метев М. Лазеры в микроэлектронике. София: Болгарская академия наук, 1991.

ОСОБЕННОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО КРИСТАЛЛА LiYF₄ В РАСТВОРАХ HCl

А.И. Игнатьев, Е.В. Цыганкова

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Н.В. Никоноров

Исследованы кинетики травления лазерного кристалла LiYF₄ в растворах HCl при различных концентрациях и температурах. Определены скорости травления кристалла по трем кристаллографическим направлениям. Полученные данные позволяют оптимизировать технологический процесс травления для улучшения механических и термических характеристик лазерного кристалла.

Введение

На сегодняшний день широкое распространение получили мощные твердотельные лазеры. Создание лазеров с большой выходной мощностью излучения требует разработки лазерных материалов с высокой термической прочностью. Однако многие лазерные материалы, обладающие хорошими спектрально-люминесцентными и генерационными характеристиками, имеют низкую термическую и механическую прочность. Поэтому в настоящее время актуальной становится задача повышения термической прочности таких материалов. Одним из эффективных способов увеличения механической и термической прочности кристаллов и стекол является метод химического травления поверхности [1]. Сущность метода сводится к уменьшению количества и глубины поверхностных (слой конечной толщины) микротрещин, что приводит к уменьшению локальных напряжений в поверхностном слое образца. Толщина травленного слоя регулируется выбором травильного агента, временем и температурой процесса травления.

В настоящей работе произведено исследование кинетики травления и изменения состояния поверхности лазерного кристалла YLF:Nd в зависимости от концентрации травителя и температуры травления. Использование кристаллов YLF:Nd представляет собой актуальное направление при создании мощных лазеров.

Методика эксперимента

Для проведения эксперимента использовался монокристалл LiYF₄, выращенный методом Бриджмана-Стокбаргера в НИТИОМ ГОИ им. Вавилова. Все образцы вырезались из булы монокрсталла в форме параллелепипедов в соответствии с кристаллографическими направлениями кристалла LiYF₄. Образцы кристаллов прошли обычную шлифовку и полировку. Кристалл LiYF₄ имеет структуру шеелита, пространственная группа C_{4h}⁶ (тетрагональной сингонии, индикатриса показателя преломления $n_1 \neq n_2 = n_3$ – одноосный положительный эллипсоид) и имеет одну оптическую ось (на схемах – направление с), а два других направления являются направлениями погасания света при повороте кристалла на 90° при введенных поляризаторах (направления условно обозначены а и b). Линейные размеры образцов по направлениям а, с и b, соответственно, составляли 9 мм, 5 мм и 6 мм. Геометрические размеры каждого образца измеряли до и после химического травления микрометром (инструментальная погрешность измерения ±0.01 мм). Измерение веса проводилось на аналитических весах Ohaus (точность взвешивания ±0,0001 г).

Процесс химического травления образцов лазерного кристалла LiYF₄ проводился в растворах HCl с концентрациями 1N, 2N, 3N, 4N и 6N. Для уменьшения изменения

концентрации растворов стаканы с растворами кислот прикрывались фарфоровыми чашками с холодной водой.

Кинетика травления исследовалась для следующих температур: $T_1=70^\circ\text{C}$, $T_2=50^\circ\text{C}$ и $T_3=(20-25)^\circ\text{C}$ (комнатная температура). Температуры T_1 и T_2 травильных растворов поддерживались при помощи подогрева на магнитных мешалках Corning с регулятором скорости вращения магнитной мешалки и температуры, значение которой постоянно контролировалось ртутным термометром, помещенным в раствор. Магнитная мешалка в защитной оболочке опускалась в раствор и находилась в нем в течение всего эксперимента, что позволяло держать заданную температуру и постоянство гидродинамических условий.

Анализ результатов химического травления поверхности образцов лазерного кристалла LiYF_4 осуществлялся при помощи поляризационного микроскопа Leica DM, оснащенного цифровой CCD камерой, подключенной к компьютеру, с использованием программного обеспечения микроскопа LeicaQWin. Поверхности А, В, С для каждого образца фотографировались при увеличении $10\times$ и $40\times$ как перед химическим травлением, так и в процессе эксперимента для последующего анализа изменения состояния поверхности.

Экспериментальные результаты

Были проведены следующие исследования: определены зависимости толщины травленного слоя кристалла по трем направлениям a , b и c , а также суммарная убыль веса образца от времени травления в растворах соляной кислоты для пяти концентраций растворов 1N, 2N, 3N, 4N, 6N. Для концентрации 4N эксперименты проводились при трех температурах растворов 25°C , 50°C и 70°C . По полученным графикам зависимостей в линейном приближении были вычислены скорости процесса.

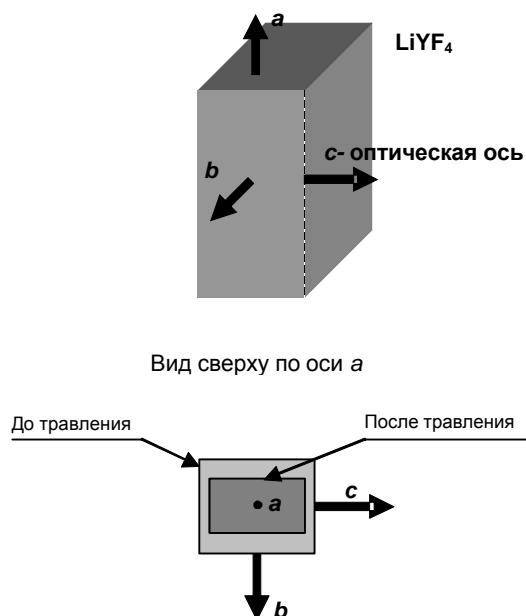


Рис. 1. Изменение геометрии образца после травления. Схема демонстрирует различие в скоростях травления по направлениям b и c ($V_b > V_c$)

На рис. 1 изображено изменение геометрии образца после травления: квадратное поперечное сечение образца преобразовывается в прямоугольное сечение. Данный эффект следует учесть при травлении активированных лазерных кристаллов, имеющих

цилиндрическую форму. В этом случае круглое сечение цилиндрического стержня будет преобразовано в эллиптический профиль.

Результаты травления в растворе соляной кислоты показаны на рис. 2–5.

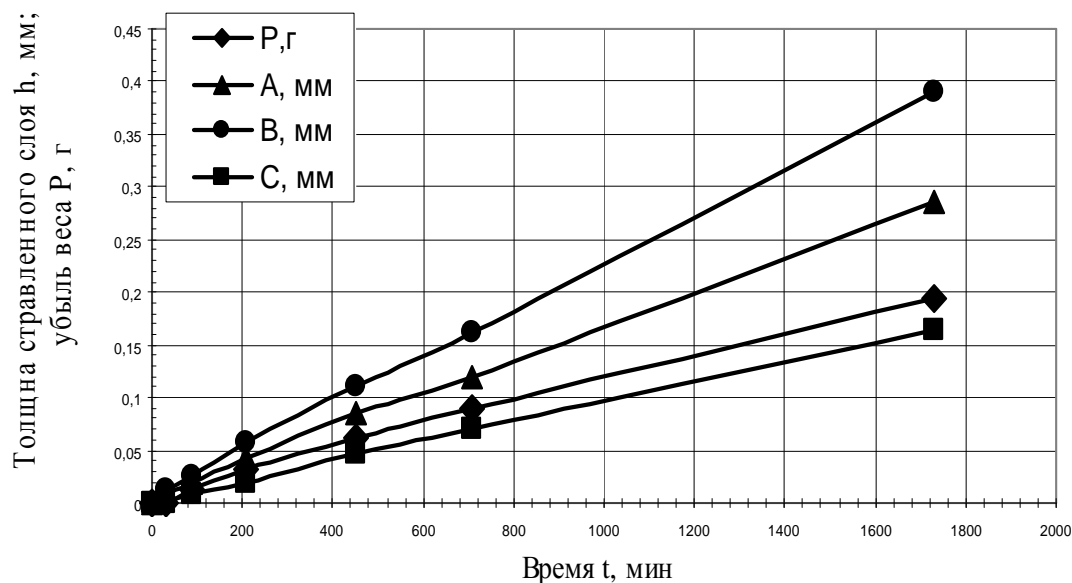


Рис. 2. Зависимость толщины стравленного слоя и убыли веса ΔP по направлениям a , b и c от времени обработки при $T=70^\circ\text{C}$, концентрации 4N

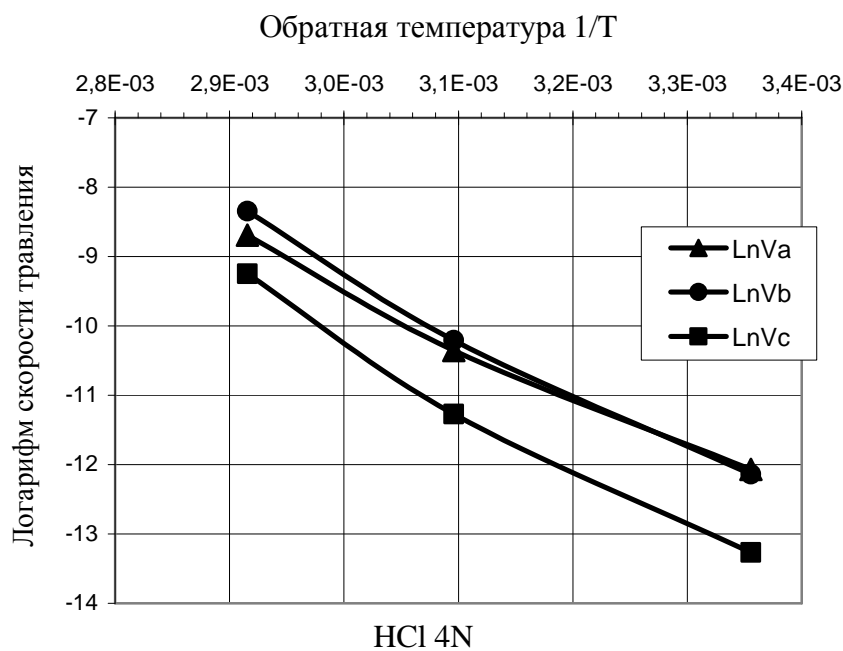


Рис. 3. Зависимость логарифма скорости травления от обратной температуры по направлениям a , b и c для концентрации HCl 4N

В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость толщины стравленного слоя в 4N HCl при $T=70^\circ\text{C}$. Толщина стравленного слоя по направлению b больше, чем по другим направлениям. Аналогичные результаты наблюдаются и при остальных температурах и концентрациях.

Из рис. 3 видно, что зависимости, соответствующие различным направлениям кристалла *a*, *b*, и *c*, могут быть аппроксимированы линейной функцией. Это свидетельствует о том, что процесс травления протекает, удовлетворяя уравнению Аррениуса

$$k = A \exp(-E_a/RT),$$

где *k* – константа скорости химической реакции, *A* – предэкспоненциальный множитель, *E_a* – энергия активации реакции, *A*, *E_a* – постоянные для данной реакции величины, *R* – газовая постоянная. График зависимости $\ln k$ от $1/T$ (аррениусов график) – прямая линия, отрицательный наклон которой определяется энергией активации *E_a* и характеризует положительную температурную зависимость *k*. При этом углы наклона у всех прямых примерно одинаковы, следовательно, энергия активации реакции травления кристалла по всем направлениям близки. Таким образом, зависимость скорости травления в растворах соляной кислоты от концентрации носит немонотонный характер (рис. 4). Явно видны две области: при концентрации 2N и менее значения скорости близки друг к другу; при концентрации 3N и более имеет место монотонное возрастание.

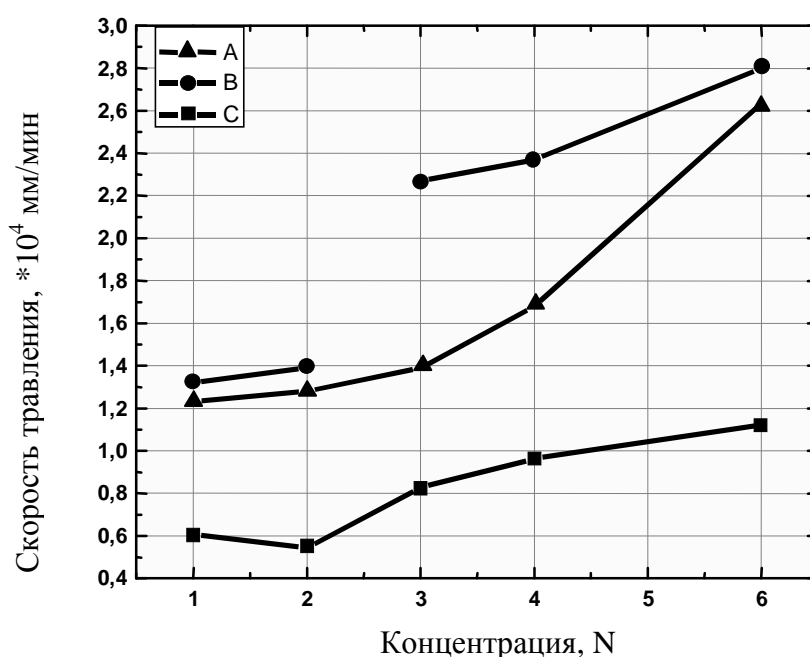


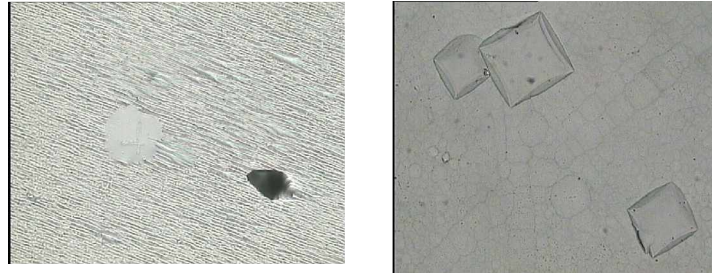
Рис. 4. Зависимость скорости травления по направлениям *a*, *b*, и *c* от концентрации HCl при T=70°C

На рис. 5 представлены микрофотографии поверхности кристалла по различным направлениям, сделанным после травления, в зависимости от концентрации при одинаковой температуре и глубине травления по *b* (около 50 мкм). Видно, что характер картины травления при концентрации 1N резко отличается от таковой при более высоких концентрациях, что свидетельствует о различных механизмах травления.

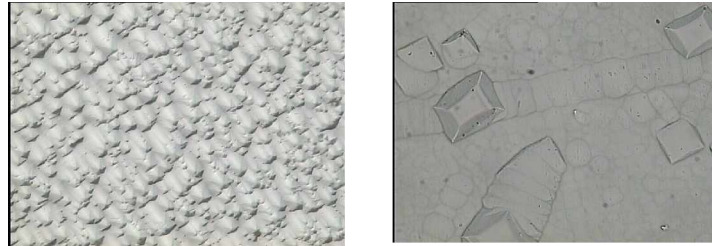
Заключение

Исследованы кинетики травления лазерного кристалла LiYF₄ в растворах HCl при различных концентрациях и температурах. Определены скорости травления кристалла по трем кристаллографическим направлениям. Полученные данные позволяют оптимизировать технологический процесс травления для улучшения механических и термических характеристик лазерного кристалла.

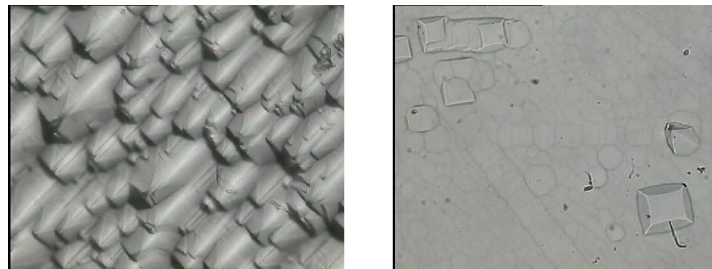
направление *b* направление с осью *c*



1N, 450 мин



3N, 240 мин



6N, 240 мин

Рис. 5. Травление поверхности кристалла по направлениям *b* и *c* в растворах HCl при толщине стравленного слоя (около 50 мкм по направлению *b*). Концентрации кислоты (в грамм-эквивалентах на литр) указаны под изображениями. Увеличение 40 крат

Литература

1. Витман Ф.Ф., Берштейн В.А., Пух В.П. Прочность стекла. М.: Мир, 1969. С. 7–30.

РАЗРАБОТКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО МЕТОДА СИНТЕЗА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ СИСТЕМЫ $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ РАЗНОЙ ДИСПЕРСНОСТИ, ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Д.Е. Чагин (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет))

Научный руководитель – кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник Л.П. Ефименко (Институт химии силикатов РАН)

Низкотемпературный метод синтеза сегнетоэлектрических материалов системы $(\text{Bi},\text{La})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ позволил получить соединение $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ при температуре синтеза 900°C за 15 мин. Выявлены пути совершенствования синтеза – повышение степени разбавления реакционной композиции, использование в качестве исходного материала высокодисперсного диоксида титана.

Введение

Изучение сегнетоэлектриков в последние десятилетия стало занимать заметное место среди других исследований по химии и физике. Исследуют свойства структур, наличие фазовых переходов, динамику решеток и проблемы синтеза этих веществ. На сегодняшний день известно достаточно много методов получения наноразмерных сегнетоэлектрических материалов: конденсация при сверхнизких температурах, химическое, фотохимическое и радиационное восстановление, лазерное испарение [1].

Синтез наноразмерных титанатных материалов путем химических реакций в расплавах солей является наиболее перспективным, так как дает возможность управлять дисперсностью синтезируемых материалов вплоть до наноразмерного состояния путем варьирования температурно-временных и концентрационных режимов синтеза, а также применением реагентов с заданной дисперсностью. Работа посвящена анализу этого нового метода синтеза, который имеет целый ряд преимуществ по отношению к традиционным методам синтеза. Это возможность получения сложных оксидных фаз, а также простота и управляемость химического процесса. Синтез в расплавах является методом синтеза «снизу», т.е. с молекулярного уровня, что дает возможность остановить процесс практически на любой необходимой стадии и получить продукт контролируемой дисперсности.

Изучение сегнетоэлектриков и методов их синтеза – это не только фундаментальные исследования, расширяющие наши знания о природе твердых тел и их получении, но и новые технологии, обогащающие и улучшающие возможности человечества. Сегнетоэлектрики и материалы, родственные им, находят все более широкое применение как во многих разделах современной техники, так и в научной деятельности. Широко распространено применение сегнетоэлектриков в радиотехнике, радиоакустике и оптоэлектронике.

Применение наноразмерных сегнетоэлектриков в виде керамики, пленок и монокристаллов достигло достаточно широких масштабов. В настоящее время в электронно-технологической промышленности идет интенсивное уменьшение линейных размеров отдельных элементов, что требует использования нанодисперсных сегнетоэлектрических материалов. К сожалению, на данный момент материалы в нанодисперсном состоянии недостаточно полно изучены. Анализ состояний и тенденций развития науки о сегнетоэлектриках и методах их синтеза позволяет с большой уверенностью утверждать, что как в фундаментальном, так и в прикладном плане исследование этого направления в ближайшие десятилетия будет оставаться на переднем плане и науки и техники.

Целью данной работы является разработка низкотемпературного метода синтеза сегнетоэлектрических материалов разной дисперсности системы $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, а также исследование структуры полученных материалов.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- провести выбор реагентов, обеспечивающих синтез материалов в расплавах солей при относительно низких температурах;
- определить оптимальные температурно-временные режимы получения материалов;
- выбрать разбавитель реакционной композиции и определить оптимальные режимы разбавления с целью синтеза материалов разной дисперсности;
- провести синтез порошковых материалов и сформировать объемные керамические образцы;
- исследовать структуру синтезированных материалов.

Теоретическая часть

Большинство методов синтеза наночастиц приводит к получению их в метастабильном состоянии. Это обстоятельство осложняет их изучение и использование в нанотехнологии для создания стабильных устройств. С другой стороны, неравновесность системы позволяет осуществлять необычные и трудно прогнозируемые химические превращения.

Кинетика реакций в маломасштабных системах отличается от классической отсутствием учета флуктуаций концентрации реагирующих частиц. Это приводит к несовпадению во времени изменений концентрации реагентов на поверхности различных по размерам наночастиц и к их разной реакционной способности.

Проблема реализации сегнетоэлектриков связана с тем, что из-за сложности микроскопических процессов и трудности синтеза материалов промежуток времени между рождением идеи устройства и созданием подходящего материала оказывается слишком большим [4].

Рассмотрим свойства, за счет которых титанат висмута так ценен и перспективен. В основе строения титаната висмута $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ лежат слои Bi_2O_2 , которые, в свою очередь, разделены перовскитоподобными слоями Ti-O . Параметр решетки $a \sim 3,8 \text{ \AA}$. По результатам исследований и наблюдений было доказано, что именно это соединение со структурой перовскита и обладает электрофизическими свойствами, которые позволяют отнести данное соединение к группе сегнетоэлектриков.

Титанат висмута ($\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$) обладает кристаллической структурой, в основе которой лежит кислородный гексаэдр, в центре его расположен ион титана. Ион Ti имеет некоторую степень свободы в кислородном гексаэдре. При относительно высоких температурах, из-за постоянного теплового движения, ион Ti постоянно перебрасывается от одного кислородного иона к другому, его расположение совпадает при усреднении положения во времени с центром элементарной ячейки. Благодаря этому элементарная ячейка обладает центральной симметрией и не обладает электрическим моментом. Ниже некоторой температуры энергия теплового движения недостаточна для переброса иона Ti из одного равновесного положения в другое, и он локализуется вблизи одного из окружающих его ионов кислорода, что приводит к смещению подрешетки кислорода. В результате этого нарушается кубическая симметрия в расположении заряженных частиц, и элементарная ячейка приобретает электрический момент. При этом взаимодействие заряженных частиц приводит к тому, что смещение ионов Ti происходит согласованно.

К традиционным методам получения титаната висмута относится твердофазный – спекание из карбонатов и диоксида титана при достаточно высоких температурах в пределах $1300\text{--}1400^\circ\text{C}$. Но, несмотря на кажущуюся простоту керамической техноло-

гии, имеются определенные трудности. Они связаны с тем, что даже незначительные отклонения от технологического режима неизбежно приводят к существенному изменению свойств материала. Как оказалось, этот метод имеет ограниченные возможности из-за того, что дисперсность продуктов реакции возрастает по сравнению с дисперсностью исходных реагентов.

Особый интерес представляют простые технологические методы синтеза при относительно низких температурах, которые обеспечивают возможность управления дисперсностью материалов, включая получение ультра- и наноразмерных кристаллитов. К такой технологии можно отнести синтез материалов BaTiO_3 и $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ разной дисперсности путем обменных химических реакций в расплавах солей. Преимуществом разрабатываемого метода является возможность получения сложных оксидных фаз, простота и управляемость химического процесса.

В ряду известных методов синтеза раствор-расплавный метод занимает как бы промежуточное положение между растворными и расплавными методами.

Особенности раствор-расплавного синтеза связаны с тем, что этот метод является растворным, хотя при синтезе используется расплав. Из этого вытекает и двойственный характер метода: ему присущи и растворные, и расплавные функции. Этим объясняется и необычная широта охвата разных составов, включая большинство инконгруэнтно плавящихся веществ.

Универсальность метода состоит в том, что в растворах-расплавах допустимо широкое концентрационное варьирование среды, так что кристаллизация становится возможной как в слабых, так и в концентрированных растворах, приближающихся при условиях больших пересыщений к однокомпонентному составу, а именно – к области кристаллизации из расплава. В условиях управляемой кристаллизации вопрос выбора растворителя сводится не столько к получению более широкой температурной области кристаллизации искомой фазы, сколько к обеспечению более надежных параметров кристаллизации за счет использования менее вязких и менее летучих растворителей, а также высокой термостабильности системы за счет использования нелетучих составов. Использование легкоплавких солей в качестве реагентов дает возможность провести реакцию в расплаве и синтезировать материалы при относительно низких температурах и временах отжига.

Таким образом, появляется возможность синтезировать материалы при меньших технологических и материальных затратах. Новые методы по возможности должны быть минимально опасны для человека и окружающей среды и не содержать ни вредных, ни токсичных компонентов.

Известно, что мелкодисперстные материалы и системы могут обладать редкими, зачастую специфическими свойствами за счет применения современных и новейших технологий. Тогда поведение материалов и их свойства уже невозможно описать посредством стандартных и общепринятых формул и терминов. Встает необходимость в изучении и использовании тех наноструктурных материалов, у которых основные и специфические свойства наиболее ярко выражены либо легко достижимы.

Практическая часть

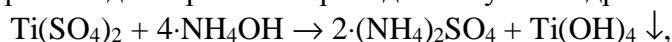
Относительно невысокие температуры плавления выбранных реагентов, представленных в табл. 1, позволяют проводить синтез при температурах 900–1000°C. Водорастворимая легкоплавкая соль – нитрат калия – использована как разбавитель реакционной композиции, химически нейтральный по отношению к продуктам реакции. Ее использование дает возможность провести реакцию в расплаве и синтезировать материалы при меньших температурах и временах термообработки по сравнению с классическим твердофазным спеканием.

Для синтеза использовались тонкодисперсные порошковые материалы с химической чистотой. В данной работе для синтеза материалов $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ использованы порошки оксида висмута, высокодисперсного диоксида титана, полученного путем гидролиза сульфатных растворов, нитрата калия.

Соединение	Bi_2O_3	LaCl_3	TiO_2	$\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	KNO_3
$T_{\text{пл}}, ^\circ\text{C}$	825	862	1870	1210	337

Таблица 1. Температуры плавления соединений

Для получения низкоразмерных материалов системы $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ использованы высокодисперсные частицы диоксида титана. Получение порошковых материалов TiO_2 разной дисперсности проводится путем гидролиза сульфатных растворов,



с последующим прокаливанием гидратов,



Дегидратация $\text{Ti}(\text{OH})_4$ проведена непосредственно в процессе синтеза титанатных материалов, что, в свою очередь, обеспечило участие в реакции частиц оксида титана повышенной реакционной способности. Получение частиц диоксида титана разной дисперсности достигается путем варьирования температурно-концентрационных режимов синтеза.

Порошковые материалы после получения многократного промывания дистиллированной водой и просушивались в сушильном шкафу при температуре 100°C в течение 15–30 мин., затем тщательным образом взвешивались в весовой комнате на аналитических весах, после чего в определенном соотношении смешивались.

Полученные смеси повторно перемешивались и измельчались в агатовой ступке при помощи пестика в течение 15–20 мин. Далее перемешанные порошки засыпались в корундовый тигель, где и проходил их обжиг.

Химическая реакция может протекать гомогенно, т.е. в объеме фазы (газовой смеси, жидкого раствора) или гетерогенно – на границе фаз.

Гетерогенные реакции – это химические реакции с участием веществ, находящихся в различных фазах гетерогенной системы. Термин «фаза» используется не в строгом термодинамическом смысле, а более широком материаловедческом: фаза – часть системы, обладающая индивидуальными физико-химическими свойствами и отделенная от других частей системы поверхностью раздела.

Характерной особенностью межфазных реакций является локализация реакционной зоны на поверхности раздела фаз. Реакционная граница раздела (фронт реакции) – это геометрическая поверхность раздела «реагент – твердый продукт». Общая поверхность и толщина реакционной зоны могут быть различны и зависят как от природы исследуемого процесса, так и условий его проведения. Большинство межфазных реакций протекает в несколько элементарных стадий.

Межфазным реакциям с участием твердых тел присущи следующие отличительные особенности: 1) химическое превращение происходит внутри ограниченной зоны твердого тела; 2) в том случае, когда в реакции участвует несколько реагентов, твердые продукты могут образовать слой, затрудняющий дальнейшее протекание реакции.

При межфазных реакциях концентрации реагентов играют опосредованную роль, поскольку этот параметр, как правило, слабо связан с изменениями количеств реагентов на реакционной границе. При кинетическом анализе необходимо рассматривать локальное пространственное распределение компонентов, участвующих в химическом превращении, а не их концентрацию в объеме реакционной композиции. Это является отличительной особенностью межфазных реакций по сравнению с гомогенными реак-

циями, проходящими в жидкой и газообразной фазе, где химическое взаимодействие происходит в результате случайных столкновений между реагирующими частицами.

В случае гомогенной реакции ее скоростью называется число актов реакции, проходящих в единицу времени в единице объема фазы; в случае гетерогенной реакции – в единицу времени на единице поверхности раздела.

Кинетический анализ гетерогенных реакций между твердым телом и жидкостью (либо газом) проводится на основе следующих общих кинетических принципов:

1. скорость гетерогенной реакции пропорциональна суммарной площади границы раздела реагент – продукт;
2. скорость продвижения реакционной границы в изотропном реагенте постоянна в том случае, если продукт реакции не препятствует соприкосновению реагентов или удалению летучих продуктов;
3. скорость реакции лимитируется диффузионным переносом реагентов через слой продуктов реакции в том случае, когда продукты образуют слой, препятствующий прямому контакту реагентов;
4. скорость реакции твердого тела с жидкостью или газом может зависеть от концентрации последних;
5. температурная зависимость константы скорости реакции для большинства межфазных реакций описывается уравнением Аррениуса:

$$k=A \cdot \exp(-E/RT), \quad (1)$$

где A – предэкспоненциальный множитель, так называемый частотный фактор; E – энергия активации процесса или энергетический барьер, который необходимо преодолеть в ходе превращения реагентов в продукты реакции при протекании лимитирующей стадии; R – газовая постоянная; T – температура, К.

При сравнении констант скоростей реакций, протекающих при характерном значении энергии активации, видно, что при увеличении температуры синтеза с 900 до 1000 °С время синтеза уменьшается примерно в 2 раза.

Для количественной характеристики гетерогенных процессов, к числу которых относятся твердофазные реакции, используется понятие степени превращения. Степень превращения определяется соотношением:

$$\alpha_i(t) = N_i(t)/N_{i,0} = C_i(t)/C_{i,0}, \quad (2)$$

где $N_{i,0}$, $N_i(t)$ – число молей i -го реагента в исходной системе и к моменту времени t , соответственно; $C_{i,0}$, $C_i(t)$ – молярная концентрация i -го реагента в исходной композиции и к моменту времени t , соответственно.

Понятие степени превращения существенно отличается от понятия концентрации. Концентрация при фиксированном давлении и температуре однозначно характеризует исследуемую систему. Степень же превращения не является однозначной характеристикой гетерофазной системы даже при фиксированных параметрах состояния. Разные степени превращения могут быть реализованы при идентичных условиях термообработки в системах одинакового химического состава, но имеющих разную структуру реакционной зоны.

Твердофазная реакция является сложным многостадийным процессом, складывающимся из нескольких последовательно проходящих стадий: формирование реакционной границы (химического контакта между реагентами); образование и рост зародышей новой фазы; химическое превращение; транспорт реагентов в зону взаимодействия. Скорость химической реакции в целом определяется ее наиболее медленной стадией.

В тех случаях, когда один из реагентов находится в жидком состоянии, облегчается формирование реакционной границы раздела и ускоряются процессы транспорта реагентов в зону реакции. Таким образом, проведение гетерогенной реакции в присутствии расплава дает возможность снизить температуру синтеза материала и уменьшить время, требующееся для завершения реакции, что является несомненным плюсом.

После проведения реакций по получению необходимых компонентов – порошков, они промывались дистиллированной водой и сушились в сушильном шкафу, измельчались в ступке в течение 15–20 мин., смешивались в определенных пропорциях и, находясь в специальных тиглях, помещались в печь для обжига.

Для определения оптимальных условий синтеза материалов системы $(\text{Bi}_x\text{La}_{1-x})\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ была проведена серия опытов, в ходе которой варьировались температура процесса в пределах 900–1000°C, продолжительность отжига от 15 до 60 минут, а также степень разбавления реакционной композиции: (1:0,5), (1:1), (1:2). Так как степень разбавления реакционной композиции влияет на скорость реакции, то можно сделать вывод, что лимитирующей стадией процесса является массоперенос реагентов в расплаве к реакционной границе.

Для описания кинетики процессов в порошкообразных системах наиболее широко применяется модель Яндера [2], основанная на следующих предпосылках:

- порошкообразный реагент состоит из сферических частиц, имеющих одинаковый начальный радиус;
- отношение объемов продукта реакции и прореагировавшего материала близко к единице;
- коэффициент диффузии транспортируемых частиц постоянен во времени;
- толщина слоя продукта реакции растет во времени по параболическому закону.

Параболический закон рассматривается с учетом степени превращения, времени термообработки, размера исходных сферических частиц, механизма реакции и условий ее проведения.

На основании модели Яндера осуществим оценку времени, требуемого для завершения реакции. При завершении реакции степень превращения равна 1, и уравнение Яндера упрощается:

$$t = R^2/k^2. \quad (3)$$

Радиус зоны взаимодействия обратно пропорционален степени разбавления, т.е.

$$t_1/t_2 = (R_1/R_2)^2 \approx (j_2/j_1)^2. \quad (4)$$

Также в результате эксперимента по вышеуказанной модели должна быть определена оптимальная степень разбавления реакционной композиции для полного завершения реакции.

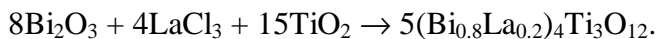
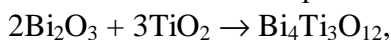
В настоящей работе классический рентгенофазовый анализ проводился на полуавтоматическом дифрактометре марки «Дрон-2.0». На данной установке съемка осуществляется по схеме Брегга-Бретано. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась с помощью сцинтиляционного счетчика. Идентификация фаз синтезированных материалов проводилась сравнением полученных результатов, а именно, межплоскостных расстояний и интенсивностей пиков, с литературными данными. Синтезированные материалы также были исследованы с помощью метода атомно-силовой микроскопии на установке NTEGRA. Исследуемая спиртовая взвесь наносилась на подложку, являющуюся атомарно-гладкой, в качестве которой использовалась слюда. Топография поверхности подвергалась исследованию в полуконтактном режиме колебаний (tapping mode) кантилевера (специальной иглы).

Все производимые действия и происходящие явления контролировались и фиксировались как специальным микро- и видеооборудованием, так и самим оператором, обслуживающим установку. Благодаря достаточно совершенному программному обеспечению и широким возможностям самой установки удалось получить качественное изображение исследуемой поверхности и определить не только расположение частиц, но и их форму.

Обсуждение результатов

Для определения оптимальных режимов синтеза материалов проведена серия экспериментов, в ходе которых варьировались температурно-временные параметры термообработки, а также степень разбавления реакционной композиции.

Синтез соединений проведен по следующим реакциям:



Степень разбавления реакционной композиции калиевой солью азотной кислоты есть отношение объема разбавителя к сумме объемов реагентов:

$$j = V_{\text{KNO}_3} / (V_{\text{Bi}_2\text{O}_3} + V_{\text{LaCl}_3} + V_{\text{TiO}_2}), \quad (5)$$

где j – степень разбавления; V_{KNO_3} – объем нитрата калия; $V_{\text{Bi}_2\text{O}_3}$ – объем Bi_2O_3 ; V_{LaCl_3} – объем LaCl_3 ; V_{TiO_2} – объем TiO_2 .

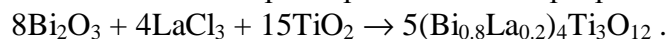
На основе модели Яндера проведена оценка времени, требуемого для завершения реакции. При завершении реакции степень превращения равна 1, и уравнение Яндера упрощается (см. уравнение 3). Радиус зоны взаимодействия обратно пропорционален степени разбавления, т.е. выполняется (4).

Оценка показывает, что при увеличении степени разбавления, например в два раза, т.е. $j_2 = 2j_1$, время реакции увеличивается в 4 раза, значит, $t_2 = 4t_1$.

Температурная зависимость константы скорости реакции для большинства межфазных реакций описывается уравнением Аррениуса и характеризуется значениями энергии активации $E \approx 120$ кДж/моль·К. Отношение констант скоростей реакций

$$K_1/K_2 = \exp(-E/RT_1)/\exp(-E/RT_2). \quad (6)$$

Оценка показывает, что, например, при увеличении температуры синтеза с 900°C до 1000°C отношение скоростей реакций $k_1/k_2 = 0,42$, а время синтеза уменьшается примерно в 2 раза. Основные результаты исследования синтезированных материалов методом РФА представлены в табл. 2. Для количественной характеристики завершенности реакции использован параметр α – степень превращения химической реакции:



№	Реакция синтеза	Режим отжига		j	Данные РФА	α
		t , °C	Время, мин			
1	$2\text{Bi}_2\text{O}_3 + 3\text{TiO}_2 \rightarrow \text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	900	15–60	–	$\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	1
2	$\text{Bi}_2\text{O}_3 + 2\text{LaCl}_3 + 3\text{TiO}_2 \rightarrow (\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	900	15–60	–	Bi_2O_3 , LaCl_3 , TiO_2	0
3	$8\text{Bi}_2\text{O}_3 + 4\text{LaCl}_3 + 15\text{TiO}_2 \rightarrow (\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	900	15–60	1	$\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	< 1
			15–180	2	- “ -	< 1
			240	2	$\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	1
4	$8\text{Bi}_2\text{O}_3 + 4\text{LaCl}_3 + 15\text{TiO}_2 \rightarrow (\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	1000	15–120	0.5	$\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$	1
			15–120	1	- “ -	< 1
			15–120	2	- “ -	<< 1

Таблица 2. Результаты рентгенофазового анализа синтезированных материалов

В данной работе установлено, что синтез титаната висмута без использования разбавителя (нитрата калия) при температуре 900°C завершается уже через 15 мин. отжига (реакция 1).

Дифрактограммы материалов, полученных за 15 и 60 мин. отжига (рис. 1), практически полностью совпадают и насыщены пиками титаната висмута $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. Однако реакция по синтезу легированного титаната висмута $(\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ в аналогичных условиях не прошла, а методом РФА были зафиксированы только исходные реагенты (табл. 2, реакция 2).

Для проведения реакции синтеза соединения легированного лантаном $(\text{Bi}_{0.8}\text{La}_{0.2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ возникает необходимость использовать легкоплавкую соль нитрата калия, которая, разлагаясь при нагревании, поставляет кислород, необходимый для прохождения реакции (реакции 3, 4).

Увеличение объемной доли разбавителя KNO_3 влечет за собой замедление скорости синтеза (табл. 2, реакции 3, 4). Определена оптимальная степень разбавления реакционной композиции, при которой реакция завершается полностью, $j=0,5$.

Дифрактограмма материала, синтезированного при данных условиях, полностью исчерпывается пиками титаната висмута (рис. 2). Однако для синтеза нанодисперсных материалов $(\text{Bi}_{0.8}\text{La}_{0.2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ целесообразно повышение степени разбавления реакционной композиции, что, соответственно, приведет к увеличению времени отжига.

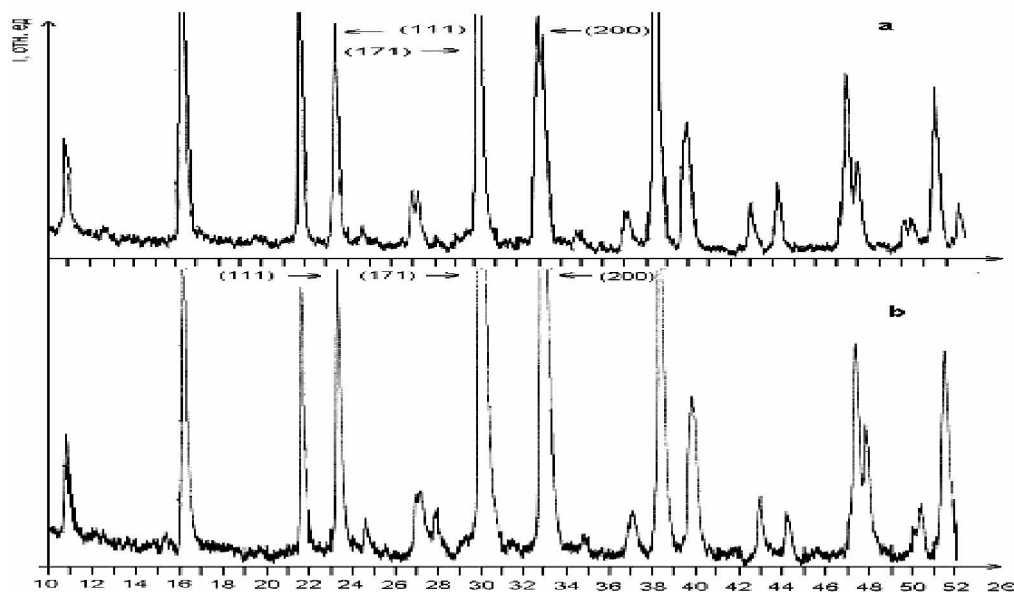


Рис. 1. Дифрактограммы материалов $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ полученных при 900°C в течение (а) 60 мин, (b) 15 мин

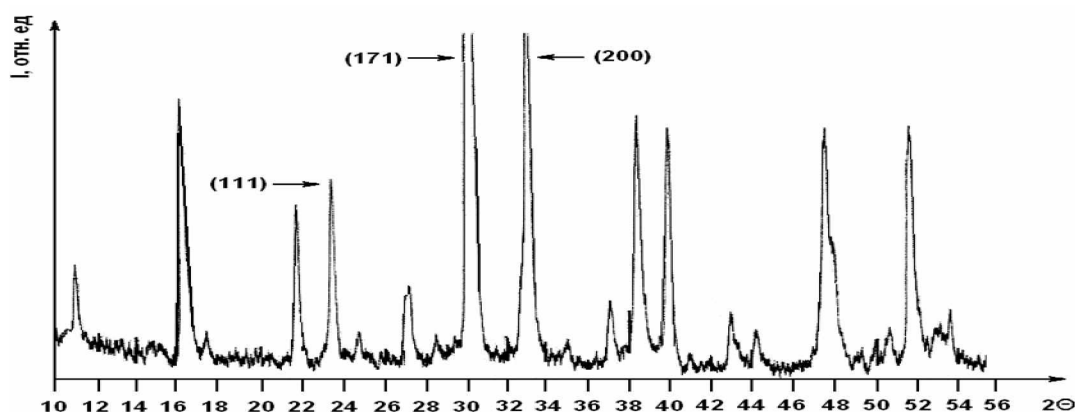


Рис. 2. Дифрактограмма материала $(\text{Bi}_{0.8}\text{La}_{0.2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, синтезированного по реакции 4.1

Гетерогенная реакция является сложным многостадийным процессом, складывающимся из нескольких последовательно и параллельно проходящих стадий, таких как формирование реакционной границы (химического контакта между реагентами); образование и рост зародышей новой фазы; химическое превращение; транспортировка реагентов в зону взаимодействия. Скорость химической реакции в целом определяется ее самой медленной стадией.

Установлено, что синтез материалов $(\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ в расплавах нитратов является совокупностью последовательных и параллельных реакций:

- образование ионного расплава, где в разбавителе KNO_3 гомогенно распределены ионы-реагенты висмута и лантана;
- частичное или полное растворение частиц оксидов TiO_x в ионном расплаве;
- возникновение и рост зародышей новой фазы;
- массоперенос ионов в расплаве к реакционной поверхности кристаллита;
- массоперенос реагентов в растущем слое продукта реакции к реакционной поверхности.

Как уже отмечалось, в тех случаях, когда один из реагентов находится в жидком состоянии, облегчается формирование реакционной границы раздела, а также ускоряются процессы транспорта реагентов в зону реакции. Проведение реакции в присутствии расплава дает возможность снизить температуру синтеза материала и уменьшить время, необходимое для завершения реакции.

Так как степень разбавления реакционной композиции непосредственно влияет на скорость реакции, то можно сделать вывод, что лимитирующей стадией процесса является именно массоперенос реагентов в расплаве к реакционной границе.

При исследовании синтезированных материалов методом атомно-силовой микроскопии было установлено, что частицы $(\text{Bi}_{0,8}\text{La}_{0,2})_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ имеют форму, в целом напоминающую диск, а в зависимости от условий синтеза средний латеральный диаметр частиц D колебался в пределах 200–500 нм, средняя же высота, условно толщина диска $h=10\text{--}20$ нм. Осевое соотношение характерных линейных размеров частиц находилось в пределах $D/h=20\text{--}30$.

Заключение

Результатом работы является разработка метода синтеза сегнетоэлектрических материалов системы $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ путем обменных химических реакций в расплавах нитратов.

Определены пути синтеза материалов разной дисперсности:

- разбавление реакционной композиции и проведения реакции именно в расплаве легкоплавкой соли нитрата калия;
- снижение температуры синтеза;
- использование в качестве реагента высокодисперсного диоксида титана, полученного путем гидролиза сульфатных растворов.

Синтез проведен в воздушной атмосфере. Механизм и кинетика реакций исследованы в интервале температур 900–1000°C и времен отжига 15–60 мин.

Повышение степени разбавления реакционной композиции осуществляется с целью снижения скорости зародышеобразования и скорости роста зародышей новой фазы.

Водорастворимая легкоплавкая соль – нитрат калия – использована как разбавитель реакционной композиции, химически нейтральный по отношению к продуктам реакции.

Определены оптимальные температурно-временные режимы синтеза материалов: температура 900°C, время 15 мин., степень разбавления реакционной композиции $j=0,5$.

Скорость реакции синтеза может лимитироваться скоростью химических превращений, скоростью массопереноса реагентов в расплаве или скоростью массопереноса в слое продуктов реакции.

Механизм самой реакции меняется в процессе ее прохождения и зависит от температурно-временных условий синтеза, степени разбавления реакционной композиции, а также реакционной активности реагентов.

Проведена оценка времени, требуемого для завершения реакции, когда степень превращения равна 1. Оценка показывает, что при увеличении степени разбавления в два раза время реакции увеличивается в 4 раза. Также стало известно, что радиус зоны взаимодействия обратно пропорционален степени разбавления.

Литература

1. Сергеев Г.Б. Нанохимия. М.: Химиздат, 2003. 175 с.
2. Тимофеева В.А. Рост кристаллов из растворов-расплавов. М.: Госстойиздат, 1978. 342 с.
3. Вул Б.М., Гольдман И.М. Диэлектрическая проницаемость титанатов металлов второй группы. // ДАН СССР. 1945–46. № 4.
4. Тимофеева В.А. Рост кристаллов из растворов-расплавов. М.: ГИС, 1978. 798 с.
5. Чернов А.А. Структура поверхности и рост кристаллов. / В кн.: Физико-химические проблемы кристаллизации. Алма-Ата, АЛМА-ПРЕСС, 1969. 203 с.
6. Тейлор А. Рентгеновская металлография. М.: Наука, 1965. 221 с.
7. Binnig G., Quate C.F., Gerber Ch. Atomic force microscope. // Phys. Rev. Lett. 1956 V. 56. № 9.
8. Удалов Ю.П., Германский А.М., Жабров В.А. и др. Технология неорганических порошковых материалов и покрытий функционального назначения. СПб: ООО «Янус». 2001. С. 359–425.

О СУЩЕСТВОВАНИИ РЕЗОНАНСОВ В СЛАБО СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОСЛОЯХ

Л.В. Гортинская

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор И.Ю. Попов

Рассматривается система слабо связанных магнитных нанослоев, для которой доказывается теорема существования резонансов (квазисобственных значений), изучается проблема электронного транспорта и определяются первые члены асимптотического разложения квазисобственного значения.

Введение

В последние десятилетия активно изучались наноструктуры с магнитными нанослоями. Это связано с обнаружением в них новых эффектов, связанных с электронным транспортом, например, гигантского магнетосопротивления, и возможностью их эффективных технических приложений, в частности, в устройствах памяти компьютеров, в приборах магнитной записи, детекторах и т.п. С математической точки зрения задача баллистического электронного транспорта в подобной системе сводится к решению уравнения Гельмгольца в сложной области с граничными условиями, зависящими от параметров системы. Одним из важнейших эффектов, влияющих на распространение электрона, является резонанс. Его возникновение связано с наличием квазисобственных значений с малой мнимой частью у соответствующего оператора. Поэтому проблема их существования и локализации важна в физических задачах.

Анализу задачи о нанослоях, связанных через малые отверстия, и посвящена данная работа. В частности, в статье доказана теорема о существовании резонанса в такой системе, приведена полученная асимптотика квазисобственной частоты, изучена задача рассеяния плоской волны, найдены диаграммы направленности при различных положениях отверстий связи. Используется метод согласования асимптотических разложений решений краевых задач [1], модификация которого для случая возмущения непрерывного (а не дискретного, как в [2]) спектра разработана авторами [3], теорема существования доказывается с помощью метода [4], используя предельный переход. Рассмотрен случай граничных условий Дирихле и Неймана на различных границах слоев, для которого ранее не имелось ни асимптотик, ни оценок квазисобственных частот. В случае условия Дирихле уже были получены оценки [5] и асимптотики [6] собственных частот.

В работе рассматривается система трехмерных волноводов, соединенных через малые отверстия. Граничные условия ставятся следующим образом: на разделяющей слое границе – условие Неймана, на остальных границах – Дирихле. В первой части статьи приведено доказательство теоремы существования квазисобственных значений, во второй – получены главные члены асимптотического разложения квазисобственного значения, близкого к третьему порогу, и изучена анизотропия электронного транспорта в данной системе.

Теорема существования квазисобственных значений

Рассмотрим систему трехмерных волноводов Ω^+, Ω^- шириной d_+, d_- , соединенных через малое отверстие размером $2a$. Эта система представляется как предел D_∞ последовательности $D_n = D_\infty, \{(x_1, x_2, x_3) \in \Omega^-, \sqrt{x_1^2 + x_2^2} > n\}$ при $n \rightarrow \infty$. Пусть Ω^n будет следующим множеством: резонатором шириной d_- и длиной $2n$,

$\Omega^n = \{(x_1, x_2) \in \Omega^-, \sqrt{x_1^2 + x_2^2} \leq n\}$, $D_n \subset D_{n+1}$. Проблема резонансов в подобной системе была изучена в [2, 4].

Пусть $L^{(0)}$ – разрешающий оператор уравнения Лапласа с граничным условием Неймана для множества $D_0 = \Omega^+ \cup \Omega^-$, $D_{n,0} = \Omega^+ \cup \Omega^n$ и $L^{(n)}$ – соответствующий оператор для множества D_n . Построим гильбертово пространство $L_2(D_n, dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$. Пусть $S(L^{(n)}, L^{(0)}, I)$ – оператор рассеяния. Решением задачи рассеяния будем называть функцию $u(\pm, m, \lambda, x_1, x_2, x_3)$, которая удовлетворяет уравнению и граничным условиям и представима в виде

$$u(\pm, m, \lambda, x_1, x_2, x_3) = e(\pm, m, \lambda, x_1, x_2, x_3) + w(\pm, m, \lambda, x_1, x_2, x_3) \quad (1)$$

при условии, что

$$e(\pm, m, \lambda, x_1, x_2, x_3) = \exp\left[\pm i \sqrt{\lambda - \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4d_+^2}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})\right] \cos\frac{\pi(2m+1)x_3}{2d_+} \Theta\left(\lambda - \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4d_+^2}\right),$$

где $\Theta(\lambda) = 1$ при $\lambda > 0$ и $\Theta(\lambda) = 0$ при $\lambda < 0$, \mathbf{v} – волновой вектор.

Лемма 1. Оператор $G_0(t) = \exp(-tL^{(0)})$ – граничный интегральный оператор с ядром

$$G_0(x_1 \times x_2 \times x_3, x'_1 \times x'_2 \times x'_3, t) = (1/4\pi t) \exp\left(-\frac{(x_1 - x'_1)^2 + (x_2 - x'_2)^2}{4t}\right) \times \\ \times \sum_j (e^{-\nu_j^+ t} \cos(\pi(2j+1)x_3/2d_+) \cos(\pi(2j+1)x'_3/2d_+) \chi_{\Omega_+} + \\ + e^{-\nu_j^- t} \cos(\pi(2j+1)x_3/2d_-) \cos(\pi(2j+1)x'_3/2d_-) \chi_{\Omega_-}) \quad (2)$$

где $\chi_{\Omega_+}, \chi_{\Omega_-}$ – характеристические функции множества Ω_+, Ω_- .

Пусть $\lambda_\infty, \varepsilon$ – числа, такие, что $0 < \Re \lambda_\infty < 9\pi^2 4^{-1} d_-^{-2}, |\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon$, $\{\lambda = |\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon\} \cap \{\pi^2(2j+1)^2 2^{-2} d_-^{-2}\} = \emptyset$.

Лемма 2. Если $0 < \Im \lambda < \pi/t$, то оператор $R_0(\lambda) = (\exp(-tL^{(0)}) - \exp(-t\lambda))^{-1}$ представляется следующим образом:

$$R_0(\lambda) = -\exp(t\lambda)(I + \sum_{\nu_j^\pm < \Re \lambda_\infty} (K(\lambda - \nu_j^+) P_j^+ \chi_{\Omega_+} + K(\lambda - \nu_j^-) P_j^- \chi_{\Omega_-}) + A(\lambda)), \quad (3)$$

где P_j^\pm – интегральный оператор в $L_2(0, d_\pm; dx)$ с ядром $\cos(\pi(2j+1)x_3/2d_\pm) \cos(\pi(2j+1)x'_3/2d_\pm)$, $K(\lambda)$ – интегральный оператор на единичном круге с ядром

$$K((\mathbf{r}, \mathbf{v}), (\mathbf{r}', \mathbf{v}'), \lambda) = \frac{i}{2t\sqrt{\lambda}} \exp(i((\mathbf{r}, \mathbf{v}) - (\mathbf{r}', \mathbf{v}'))\sqrt{\lambda}), \quad 0 < \arg \sqrt{\lambda} < \pi,$$

$A(\lambda)$ – интегральный оператор в $L_2(D_0; dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$ с ядром, аналитическим в круге $|\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon$, и с оценкой:

$$\|A(\lambda)\|_{L_2(0, d_+, d_r; 0, d_-, d_{x_3})} < const \cdot \exp(-\delta |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|). \quad (4)$$

Доказательство. Для доказательства используем дискретное преобразование Фурье по поперечной координате (ряд по функциям $\cos(\pi(2j+1)x_3/d_\pm)$) и берем двумерное преобразование Фурье по \mathbf{r} . Для этого сдвигаем контур интегрирования в комплексную плоскость, учитываем вычеты и оцениваем интеграл по контуру.

Оператор $G(t) = \exp(-tL)$ – интегральный оператор в $L_2(D_n, dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$ с ядром $G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)$, который удовлетворяет следующим условиям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) &= -L_{x_1, x_2, x_3} G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) \\ G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, +0) &= \delta((x_1, x_2, x_3) - (x'_1, x'_2, x'_3)) \quad . \\ \frac{\partial}{\partial n} G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) &= 0, (x_1, x_2, x_3) \in \partial D \end{aligned} \quad (5)$$

По переменным $x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3$ доопределим функцию $G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)$ нулем на область D_0 , и будем в дальнейшем обозначать символом $G(t)$ интегральный оператор в $L_2(D_0, dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$ с ядром, доопределенным таким образом. Ясно, что равенство $G(t) = \exp(-tL)$ будет верно лишь на функциях с носителем в D_n . В силу принципа максимума выполнено неравенство

$$0 \leq G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) \leq \mathcal{G}(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t), \quad (6)$$

где \mathcal{G} – фундаментальное решение уравнения (5) на всем пространстве.

Пусть V – следующий оператор: $V = \exp(-tL^{(0)}) - \exp(-tL)$, (или $V = G_0 - G$).

Лемма 3. Справедливы следующие оценки:

$$0 \leq G(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) \leq \text{const} \cdot \exp(-\delta |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2), \quad (7)$$

$$|V(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)| \leq \text{const} \cdot \exp(-\delta (\mathbf{r}^2 + (\mathbf{r}')^2)), \quad \delta > 0. \quad (8)$$

Доказательство. Оценка (7) – это следствие оценки (6). Оценку (8) получим следующим образом. В сечениях $x_2 \times x_3 = \pm R_0$ используем оценку (7), а в области $|x_2 \times x_3| > R_0$ используем тот факт, что по переменным x_1, x_2, x_3 функция V есть решение уравнения теплопроводности с нулевыми начальными данными и нулевым значением на границе.

Пусть H_{\pm} – гильбертовы пространства с нормой

$$\|f\|_{H_{\pm}}^2 = \int_{D_0} |f(x_1, x_2, x_3)|^2 \exp(-|x_3|) dx_1 dx_2 dx_3.$$

Установим двойственность между H_+ и H_- с помощью билинейной формы

$$H_+ \times H_- \supseteq f \times g \quad \langle f | g \rangle = \int_{D_0} f(x_1, x_2, x_3) g(x_1, x_2, x_3) dx_1 dx_2 dx_3.$$

Лемма 4. Оператор V – самосопряженный и ядерный в $L_2(D_0, dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$. В $L(H_+ \rightarrow H_-)$ оператор V вполне непрерывный.

Доказательство. Используя равенство

$$\begin{aligned} V(2t) = G_0(t)^2 - G(t)^2 &= [G_0(t)Z(a)][Z(a)^{-1}(G_0(t) - G(t))] + \\ &+ [(G_0(t) - G(t))Z(a)^{-1}][Z(a)G(t)] \end{aligned} \quad (9)$$

где $Z(a)$ – оператор умножения на $\exp(-a|x_3|)$. При соответствующем выборе параметра a каждый из операторов в (9) есть оператор Гильберта-Шмидта в $L_2(D_0, dx_1 \times dx_2 \times dx_3)$, что и доказывает, что оператор V – ядерный. Компактность доказывается аналогичным образом.

Пусть $\Gamma(\lambda) = R_0(\lambda)V$, $0 < \Im \lambda < \pi/t$.

Лемма 5. Функция $\lambda \rightarrow \Gamma(\lambda) \in L(H_+ \rightarrow H_-)$ имеет аналитическое продолжение из области $\{\lambda : |\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon, \Im \lambda > 0\}$ в круг $\{\lambda : |\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon\}$, ее значения в этом круге – вполне непрерывные операторы. В указанном круге $|\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon$ имеет место равенство

$$(G_0(t) - \exp(-t\lambda))\Gamma(\lambda) = G_0(t) - G(t).$$

Доказательство. Из леммы 2 следует, что в круге $|\lambda - \lambda_\infty| < \varepsilon$ оператор $R_0(\lambda)$ аналитичен по λ как функция со значениями в $L(H_- \rightarrow H_+)$. Далее по лемме 4 получим искомое.

Рассмотрим последовательность областей $\{D_n\}$, каждая из которых удовлетворяет следующим условиям.

1. $D_{n+1} \subset D_n$.

2. Область $D_\infty = \text{Int} \bigcup_n D_n$ имеет гладкую границу ∂D_∞ и есть объединение двух непустых областей $D_\infty = D_{\text{out}} \cup D_{\text{int}}$, $\text{dist}(D_{\text{out}}, D_{\text{int}}) > 0$, где первая область либо связна, либо состоит из двух связных компонент, а вторая – связна и ограничена.

3. $d(D_n, D_\infty) \stackrel{\text{def}}{=} \text{mes}_{d+1}(D_n \setminus D_\infty) + \text{mes}_d(\partial D_\infty \setminus D_n) \rightarrow 0, n \rightarrow \infty$.

Докажем следующую лемму:

Лемма 6. Справедлива оценка:

$$\int_{D_0} (G_n(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) - G_\infty(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)) dx_1 dx_2 dx_3 dx'_1 dx'_2 dx'_3 \leq \text{const} \cdot d(D_n, D_\infty).$$

Доказательство. В силу принципа максимума получим

$$0 \leq G_\infty \leq G_n \leq \mathcal{G}. \quad (10)$$

$$\text{Пусть } \alpha(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{D_0} (G_n(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) - G_\infty(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)) dx'_1 dx'_2 dx'_3.$$

Тогда справедливо следующее равенство:

$$\alpha(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{D_n \setminus D_\infty} \alpha(x_1, x_2, x_3, t) dx_1 dx_2 dx_3 + \int_{D_\infty} \alpha(x_1, x_2, x_3, t) dx_1 dx_2 dx_3.$$

Для оценки первого интеграла используем (10) и получим:

$$\int_{D_n \setminus D_\infty} \alpha(x_1, x_2, x_3, t) dx_1 dx_2 dx_3 \leq \text{const} \cdot \text{mes}_{d+1}(D_n \setminus D_\infty).$$

Также заметим, что в области D_∞ функция $\alpha(x_1, x_2, x_3, t)$ есть решение задачи

$$\partial_t \alpha(x_1, x_2, x_3, t) = -L_n \alpha(x_1, x_2, x_3, t), (x_1, x_2, x_3) \in D_\infty, t > 0$$

$$\alpha(x_1, x_2, x_3, 0) = 0, (x_1, x_2, x_3) \in D_\infty, \alpha(x_1, x_2, x_3, t) = 0, (x_1, x_2, x_3) \in \partial D_\infty \cap \partial D_n,$$

$$\alpha(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{D_0} (G_n(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t) - G_\infty(x_1, x_2, x_3, x'_1, x'_2, x'_3, t)) dx'_1 dx'_2 dx'_3,$$

$$(x_1, x_2, x_3) \in \partial D_\infty \setminus \partial D_n$$

Затем применим формулы Грина к функциям α , учитывая при интегрировании гладкость ∂D_∞ , получим следующую оценку:

$$\int_{D_\infty} \alpha(x_1, x_2, x_3, t) dx_1 dx_2 dx_3 \leq \text{const} \cdot \text{mes}_d(\partial D_\infty \setminus \partial D_n).$$

Из доказанной леммы в качестве следствия вытекает лемма 7.

Лемма 7. Справедлива оценка:

$$\|(\Gamma_n(\lambda) - \Gamma_\infty(\lambda))\|_{L(H_+ \rightarrow H_+)} \leq \text{const} \cdot d(D_n, D_\infty)^{1/2}.$$

Лемма 8. Интегральные операторы $G(t)$ в $L_2(D, \exp(-|x_3|) dx_1 dx_2 dx_3)$ порождают полугруппу класса C_0 .

Доказательство: требуется доказать ограниченность операторов $G(t)$, что есть следствие леммы 3.

Лемма 9. Если функция u при некотором $t > 0$ есть решение уравнения

$$G(t)u = \exp(-t\lambda)u, \quad (11)$$

$$u \in L_2(D, \exp(-|x_3|) dx_1 dx_2 dx_3),$$

то она при всех $t > 0$ удовлетворяет уравнению (11).

Доказательство. Эта лемма есть следствие теоремы из [7].

Следствием данной леммы является лемма 10.

Лемма 10.

Функция u есть решение уравнения

$$Lu = \lambda u, \quad u \in L_2(D, \exp(-|x_3|) dx_1 dx_2 dx_3) \quad (12)$$

в том и только в том случае, если она есть решение уравнения (11) при каком-нибудь $t > 0$.

В итоге мы докажем теорему существования квазисобственного значения.

Теорема 1. Решение уравнения Лапласа с граничными условиям Дирихле-Неймана-Дирихле для трехмерных слоев, соединенных через малое отверстие, имеет квазисобственное значение, близкое к порогу $\frac{9\pi^2}{4d_-}$.

Доказательство. Для доказательства теоремы заметим, что квазисобственное значение – это полюс функции $\lambda \rightarrow (I - \Gamma(\lambda))^{-1}$ [4]. Задача поиска квазисобственных значений для области D_n была решена в [2, 4]. Было показано, что $\lambda_n, \Im \lambda_n < 0, 0 < \Re \lambda_n < \pi^2 d_-^{-2}$, где λ_n – квазисобственное значение, такое, что уравнение $\Gamma_n(\lambda_n)\psi_n = \psi_n$ имеет нетривиальное решение. Оценки $\Im \lambda_n, \Re \lambda_n$ были получены в [9].

Существует граничная область на комплексной плоскости, отделенная от точки $\frac{9\pi^2}{4d_-}$,

которая содержит все λ_n ($0 < \Re \lambda_n < \pi^2 d_-^{-2} - \varepsilon, \varepsilon > 0$). Рассмотрим точку λ_∞ . Существует $\{\lambda_{n_k}\}$, которая сходится следующим образом: $\lambda_{n_k} \rightarrow \lambda_\infty$. Последовательность операторов $\{\Gamma_n(\lambda)\}$ сходится к $\Gamma_\infty(\lambda)$ (лемма б), однако соответствующая последовательность операторов Γ_{n_k} сходится $\Gamma_{n_k} \rightarrow \Gamma_\infty$. Следовательно, λ_∞ – это полюс функции $\lambda \rightarrow (I - \Gamma_\infty(\lambda))^{-1}$, т.е. квазисобственное значение.

Асимптотика квазисобственных значений

Рассмотрим систему двух нанослоев Ω_\pm шириной d_\pm соответственно, связанных через n малых отверстий с центрами в точках $x^q, x^q \in \{(x_1, x_2, 0), x_i \in R\}$, расположенных на границе слоев. Для нахождения квазисобственного значения необходимо решить уравнение Гельмгольца с граничными условиями Неймана:

$$\Delta u + k^2 u = 0,$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{\partial \Omega} = 0.$$

Известно, что нижняя граница непрерывного спектра оператора Лапласа с граничными условиями Неймана равна нулю (для условий Дирихле она отлична от нуля). Мы рассмотрим квазисобственные значения k_a^2 , близкие к третьему порогу $9\pi^2/(4d_+^2)$ (квазисобственные значения, близкие к другим порогам (кроме первого) находятся аналогично).

Теорема 2. Квазисобственное значение k_a^2 представляется в виде

$$k_a^2 = \frac{9\pi^2}{4d_+^2} - \exp(\tau_1 a + \tau_2 a^2 + \dots), \text{ где}$$

$$\tau_1 = \begin{cases} \frac{1}{d_+} \sum_{i=1}^n C_{w_i}, & d_+ > d_-, \\ \frac{2}{d} \sum_{i=1}^n C_{w_i}, & d_+ = d_- = d, \end{cases} \quad (13)$$

а τ_2 является собственным числом матрицы $\Gamma = \{\gamma_{i,q}\}$:

$$\begin{cases} \gamma_{i,i} = -\tau_1 \pi C_{w_i} (g^+(x_i, k) + g^-(x_i, k))|_{k=3\pi/2d_+}, \\ \gamma_{i,q} = -\tau_1 \pi C_{w_i} (G^+(x_i, x_q, k) + \frac{1}{\pi d_+} \ln \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k^2} + G^-(x_i, x_q, k))|_{k=3\pi/2d_+}, & d_+ > d_- \\ \gamma_{i,i} = -2\tau_1 \pi C_{w_i} g(x_i, k)|_{k=3\pi/2d}, \\ \gamma_{i,q} = -\tau_1 \pi C_{w_i} (G(x_i, x_q, k) + \frac{1}{\pi d_+} \ln \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k^2})|_{k=3\pi/2d_+}, & d_+ = d_- = d \end{cases} \quad (14)$$

Доказательство. Будем искать коэффициенты τ_1 и τ_2 для асимптотического разложения по малому параметру a – радиусу отверстия с помощью модифицированного метода Ильина [1]:

$$\ln^{-1} \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k_a^2} = \tau_1 a + \tau_2 a^2 + \dots \quad (15)$$

Функция Грина для уравнения Гельмгольца с граничным условием Неймана для трехмерного волновода известна:

$$G^\pm(x, y, k) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{d_\pm (\delta_{n_0} + 1)} \cos \frac{x_3 \pi n}{d_\pm} \cos \frac{y_3 \pi n}{d_\pm} \frac{i}{4} H_0^{(1)} \left(i \sqrt{\frac{\pi^2 n^2}{d_\pm^2} - k^2} \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2} \right),$$

где точка x задается своими декартовыми координатами x_1, x_2, x_3 . Асимптотики функций Грина в окрестности особенности для спектрального параметра, близкого к требуемому порогу, запишем следующим образом, учитывая, что ширина верхнего нанослоя d_+ больше ширины нижнего (d_-):

$$G^+(x, y, k) = -\frac{1}{\pi d_+} \ln \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k^2} + \frac{1}{2\pi |x|} + g^+(x, k),$$

$$G^-(x, y, k) = \frac{1}{2\pi |x|} + g^-(x, k), \quad (16)$$

где $g^+(x, k)$ и $g^-(x, k)$ – функции, не имеющие особенностей для $x \in \Omega^+ \cup \Omega^-$ и для k^2 из окрестности $9\pi^2/4d_+^2$. Выберем анзац для квазисобственной функции $\psi_a(x)$ следующим образом:

$$\Psi_a(x) = \begin{cases} \pm \ln^{-1} \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_{\pm}^2} - k_a^2} a_0 \left(\alpha_i G^{\pm}(x, x_i, k_a) + \sum_{q=1, q \neq i}^n \alpha_q G^{\pm}(x, x_i, k_a) \right) + \dots, & x \in \Omega^{\pm} \setminus S_{\sqrt{a}}, \\ v_0 \left(\frac{x}{a} \right) + v_1 \left(\frac{x}{a} \right) a + \dots, & x \in S_{2\sqrt{a}}, \end{cases}$$

где S_t – шар радиуса t с центром в центре отверстия, a_0, α_q – некоторые коэффициенты. Сделаем замену переменных $x = \xi a$, $|\xi| = \rho$, в окрестности каждого отверстия и выделим в полученных выражениях члены одинакового порядка. Процедура согласования асимптотических разложений заключается в выборе функций $v_j^i(x/a)$ таких, чтобы они были решениями уравнения Лапласа с граничными условиями Неймана и чтобы члены соответствующих порядков в асимптотических разложениях в общей для разложений области были равны. Подставив (15) и (16) в анзац, получим, что для согласования членов старшего порядка (чтобы найти τ_1) нужно выбрать функцию $v_1^i(\xi)$ в окрестности каждого из отверстий в виде (ξ – локальные координаты в окрестности i -го отверстия)

$$v_1^i(\xi) = \begin{cases} -\frac{\tau_1}{C_{w_i} \pi} + \frac{\tau_1}{2\pi\rho}, & \xi > 0 \\ -\frac{\tau_1}{2\pi\rho}, & \xi < 0 \end{cases}.$$

Здесь C_{w_i} – емкость i -го отверстия. Отсюда получается требуемый вид τ_1 (13).

Для нахождения τ_2 выбирается функция $v_2^i(x/a)$, обеспечивающая согласование коэффициентов при первой степени a :

$$v_2^i(\xi) = \begin{cases} -\frac{\tau_2}{C_{w_i} \pi} + \frac{\tau_2}{2\pi\rho} + A^i, & \xi > 0 \\ -\frac{\tau_2}{2\pi\rho} + A^i, & \xi < 0 \end{cases},$$

где A^i – константа. Процедура согласования показывает, что τ_2 представима в виде (14).

Изучение электронного транспорта в нанослоях

В этом разделе рассмотрим задачу рассеяния электрона в нанослоях при наличии малых дефектов (отверстий) в разделяющей границе. Изучение проблемы рассеяния плоской волны при помощи асимптотических методов имеет специфические черты. Если волновое число падающей волны фиксировано (пусть даже и близко к резонансной величине k_a), то при достаточно малом a рассеяния практически не будет. Поэтому соответствующий член асимптотического разложения решения задачи рассеяния будет равен нулю, т.е. не позволит нам получить характеристики рассеяния. Чтобы обойти это математическое препятствие, мы предполагаем, что k близко к резонансу, а отклонение от k_a характеризуется разностью между c и τ_2 :

$$\ln^{-1} \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k^2} = \tau_1 a + c a^2 + \dots$$

При таком подходе удастся использовать описанный выше метод согласования. В результате была получена амплитуда рассеяния плоской волны на одном соединяющем отверстии. Она имеет круговую симметрию, и квадрат ее абсолютного значения α равен

$$\alpha = \left| 1 + \frac{i-1}{8\pi\sqrt{3d_+}} \alpha_1 \right|^2,$$

$$\text{где } \alpha_1 = - \left(g^+(x, k) + g^-(x, k) + \frac{c}{\pi d_+ \tau_1^2} \right)^{-1}.$$

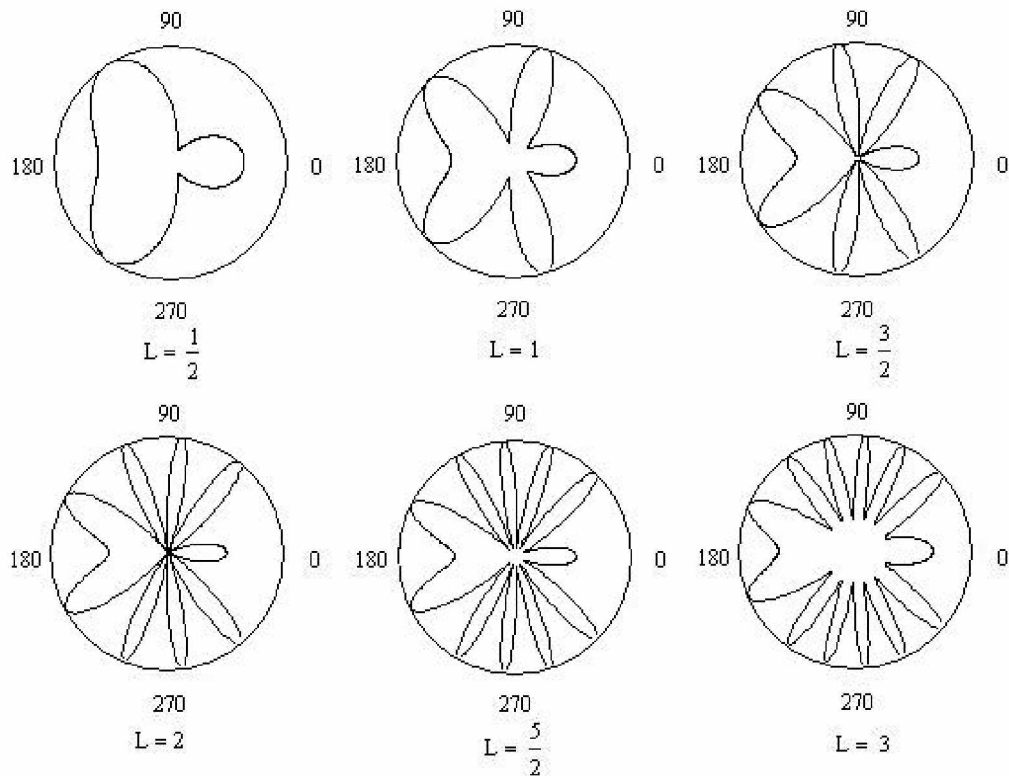


Рис. 1. Диаграммы направленности рассеяния электрона на двух соединяющих отверстиях в зависимости от расстояния между отверстиями

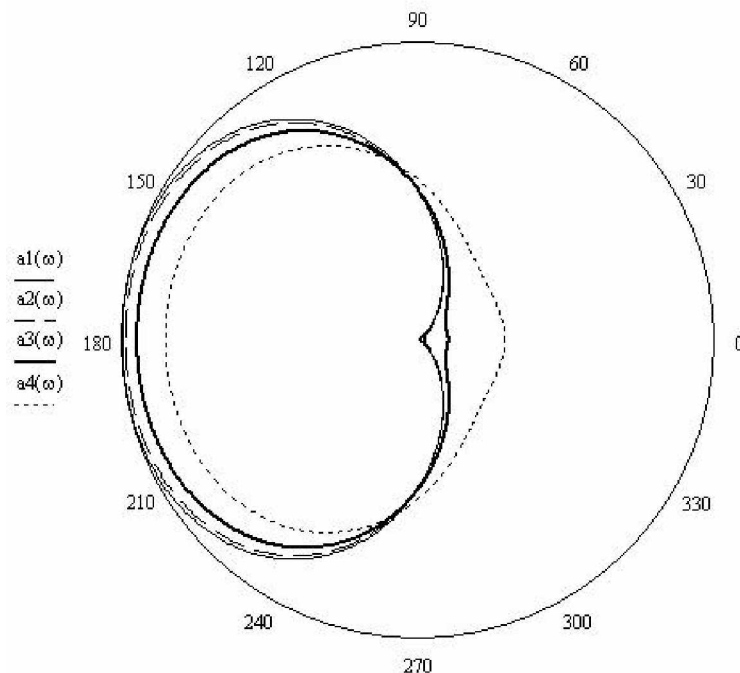


Рис. 2. Диаграммы направленности рассеяния электрона на двух соединяющих отверстиях в зависимости от направления падающей волны

Для случая двух соединяющих отверстий амплитуда рассеяния имеет вид

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{w}, k) = \alpha_1 + \alpha_2 e^{ikw}, \quad (17)$$

где \mathbf{v} и \mathbf{w} – волновые векторы падающей и рассеянной волны, соответственно. Пусть $L = |x^2 - x^1|$. При использовании вышеизложенного метода согласования асимптотик были получены коэффициенты из (17) в следующем виде:

$$\alpha_1(c) = \left((c^{(1)} + G)e^{-ikv} + (c^{(1)} + g) \right) \left[(2c^{(1)} + g + G)(g - G) \right]^{-1},$$

$$\alpha_2(c) = \left((c^{(1)} + g)e^{-ikv} - (c^{(1)} + G) \right) \left[(2c^{(1)} + g + G)(g - G) \right]^{-1},$$

где

$$c^{(1)} = c\pi d_+ / 16,$$

$$g = g^+(x_i, 3\pi/2d_+) + g^-(x_i, 3\pi/2d_+),$$

$$G = G^-(0, L, k) + G^+(0, L, k) + \frac{\ln \sqrt{\frac{9\pi^2}{4d_+^2} - k^2}}{\pi d_+} \Bigg|_{k=3\pi/2d_+}$$

Для рассмотренного случая были построены диаграммы направленности и изучена зависимость диаграмм от параметров системы. Результаты (для расстояний, заданных в единицах ширины волновода d_+) представлены на рис. 1, угол падения волны равен $\pi/4$. Зависимость вида диаграммы от направления падающей волны при расстоянии между отверстиями, равной четверти ширине волновода, показана на рис. 2 (график 1 – угол падения 0, график 2 – угол падения $\pi/6$, график 3 – угол падения $\pi/4$, график 4 – угол падения $\pi/3$).

Заключение

Для системы слабо связанных нанослоев доказана теорема существования резонансов (квазисобственных значений), получены первые члены асимптотического разложения резонанса, близкого к третьему порогу, исследована задача резонансного рассеяния баллистического электрона на отверстиях связи, построены диаграммы направленности для случая двух соединяющих отверстий.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-03-32576.

Литература

1. И'ин А.М. Matching of Asymptotic Expansions of Solutions of Boundary Value Problems. Moscow, Nauka, 1989. 289 с.
2. Gadil'shin R.R. Existence and asymptotics of poles with small imaginary parts for the Helmholtz resonator. // Uspehi Mat. Nauk. 1997. 1. 3–76.
3. Frolov S.V., Popov I.Yu. Resonances for laterally coupled quantum waveguides. // J. Math. Phys. 2000. 7. 4391–4405.
4. Arsen'ev A.A. Resonance scattering in quantum waveguides. // Math. sb. 2003. 1. 3–22.
5. Exner P. and Vugalter S. Asymptotic estimates for bound states in quantum waveguides coupled laterally through a narrow window. // Ann. Inst. Henri Poincare. 1996. 1. 109–123.
6. Popov I.Yu. Asymptotics of bound states for laterally coupled waveguides. // Rep. Math. Phys. 1999. 43. 3. 427–437.
7. Хилле Э., Филипс Р. Функциональный анализ и полугруппы. М.: Мир, 1962. 456 с.

МИНЕРАЛЬНЫЕ РЕОМОДИФИКАТОРЫ ЦЕМЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

**И.В. Якушин (Самарский государственный архитектурно-строительный университет)
Научный руководитель – доктор технических наук, профессор С.Ф. Коренькова
(Самарский государственный архитектурно-строительный университет)**

При исследовании каких-либо процессов часто возникает потребность нахождения функциональных зависимостей по результатам эксперимента. В данной работе предложен математический метод, позволяющий решить эту задачу при недостатке исходных данных. Впервые была предпринята попытка разработки программного обеспечения, которое на основе предложенного метода позволяет моделировать свойства промышленных отходов, используемых в строительстве. В будущем такие программы позволят перейти к тонким химическим технологиям.

Введение

Основными реологическими модификаторами цементных смесей в настоящее время являются химические добавки поверхностно-активного действия. Введение таких добавок способствует повышению их подвижности, снижает расход воды, экономит вяжущее и оказывает ряд положительных побочных действий в зависимости от их состава, вида и количества цемента, заданных параметров бетонной смеси и т.д. С увеличением объема производства монолитных бетонов все более востребованы комплексные структурно-реологические модификаторы.

Механизм действия минеральных модификаторов весьма разнообразен и, как правило, заключается в снижении водоотделения, расслаиваемости, усадки цементных композиций. Многие из них химически активны, т.е. реагируют с клинкерными минералами с образованием труднорастворимых или малодиссоциированных соединений. Введение микронаполнителей – простой, доступный и эффективный способ экономии цемента, особенно при изготовлении монолитных бетонов, использовании сухих смесей, бетонировании массивных сооружений.

Основная часть

Особую группу минеральных наполнителей, функционально предназначенных для регулирования сорбционных процессов водо-вяжущих суспензий и через них – формирование контактной золы в композиции «цемент – наполнитель» составляют шламы водоочистки, водоподготовки и водоумягчения промышленных предприятий. Условия образования, состав и свойства шламов подробно рассматриваются в монографии С.Ф. Кореньковой и Т.В. Шеиной.

Отличием шламов от высокодисперсных твердых отходов (золы ТЭС) является присутствие воды в химически и физически связанном состоянии, а также свободной. Химически связанная вода находится в составе кристаллогидратных соединений, а физическая – в виде адсорбционно-связанных оболочек на поверхности микродисперсных кристаллических и аморфных частиц.

Многочисленные технологические опыты показали, что основное назначение шламов в составе цементных композиций – это положительное влияние на реологические свойства и седиментацию твердых частиц на стадии переработки сырьевых смесей при изготовлении тяжелых, легких и особо легких бетонов, кладочных и штукатурных растворов и т.д.

Кроме того, шламы увеличивают число и площади фазовых компонентов, что повышает поверхностную активность и межфазовые взаимодействия между цементом и наполнителем, способствует снижению хрупкости цементного камня, увеличивает модуль упругости и прочность на растяжении-сжатии, снижает трещинообразование ком-

позитов. Перечисленные изменения свойств цемента являются следствием снижения роста трещин за счет увеличения пластической деформации поверхности разрушения. Действие шламов на процессы структурообразования цементных композиций на различных стадиях отличается сложностью, однако можно с уверенностью предположить, что адсорбционно-связанная вода – положительный фактор образования минерального цементно-шламового клея и увеличения адгезионной прочности между вяжущем и заполнителем.

В зависимости от состава цемента оптимальное количество шлама для бетонных композиций составляет 3–1 %, а для кладочных растворов 10–20%.

Для создания компьютерной программы были исследованы шламы различных производств, которые по содержанию основных компонентов разделены на три группы: карбонатные (CaO, CaO+MgO), алюминатные (CaO, Al₂O₃), сложные гидроксидные (CaO, Cr₂O₃+N₂O+ZnO+CuO).

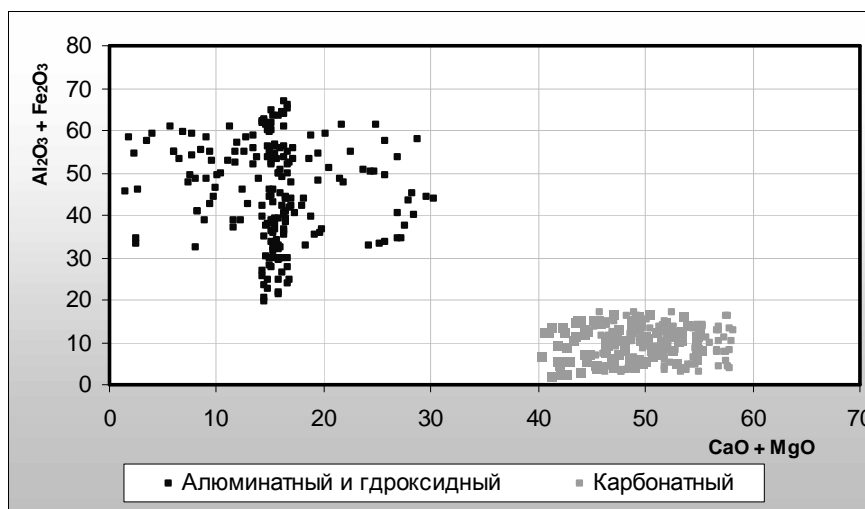


Рис. 1. Группы шламов

По гранулометрическому составу шламы можно расположить в ряд: алюмосиликатный / гидроксидный (частицы размерами 1–5 мкм составляют 70–90%) – карбонатный (частицы размерами 1–5 мкм составляют 55–65%).

За параметры структурно-реологических свойств приняты пластическая вязкость (скорость истечения суспензии из воронки), пластическая прочность (при погружении конуса в раствор), скорость падения твердых частиц в малоконцентрированной суспензии (время оседания).

Пластическая прочность шламов определяется с помощью конического пластометра. Пластическая прочность характеризует такие наименьшие внутренние напряжения сдвига, при которых пластические деформации стремятся к нулю. Метод основан на определении кинетики погружения конуса под действием постоянной нагрузки в исследуемую систему, что и позволяет определить условную реологическую характеристику – кривую течения. Она выражает зависимость скорости погружения dE/dt от напряжения сдвига P_m .

Математическая постановка задачи имела следующий вид.

Пусть дано некоторое количество экспериментальных точек m , однако оно недостаточно, чтобы вывести зависимость. В этих точках $F_i = F(\ddot{x}_i, \ddot{a}_i)$, $i = 1, 2, \dots, m$, где $F = F(\ddot{x}, \ddot{a})$ – искомая линейная функция, $a = (a^1, a^2, a^3, \dots, a^n)$ – вектор настроечных коэффициентов, причем $m < n$. Также дано некоторое количество k ($k > n - m$) квазиэкспериментальных точек, полученных экспертным путем, т.е. менее достоверных, чем экспериментальные. Требуется найти такую линейную зависимость, чтобы выполнялось ус-

ловие $F_i = F(\ddot{x}_i, \ddot{a}_i)$, а суммарное квадратичное отклонение Δ аппроксимируемой функции от квазиэкспериментальных точек стремилось к нулю $\Delta = \sum_{j=1}^k (F_j - F(\ddot{x}_j, \ddot{a}))^2 \rightarrow 0$.

Зависимость между составом шлама и его реологическими свойствами выявлялась в виде линейной функции. Для получения результата было необходимо решить уравнение с шестью неизвестными, исходя из пяти данных оксидов. Экспертным путем для каждого шлама было получено шесть квазиэкспериментальных точек.

Задача решалась в среде Excel при помощи надстройки «Поиск решения». В качестве целевой функции было выбрано суммарное квадратичное отклонение аппроксимируемой функции от квазиэкспериментальных точек, а в качестве ограничений – экспериментальные данные. В результате были получены следующие уравнения:

для алюмо-кальциевого шлама

$$Y_1 = 540 - 3x_1 + 3x_2 + 1.6x_3 - 0.4x_4 + 1.2x_5;$$

для гидроксидного шлама

$$Y_2 = 351.76 - 3x_1 + 3x_2 + 1.6x_3 - 0.4x_4 + 1.2x_5;$$

для известково-карбонатного шлама

$$Y_3 = 228.76 - 3x_1 + 3x_2 + 1.6x_3 - 0.4x_4 + 1.2x_5;$$

для карбонатного шлама

$$Y_4 = 221.64 - 3x_1 + 3x_2 + 1.6x_3 - 0.4x_4 + 1.2x_5.$$

Здесь x_1 – процентное содержание SiO_2 в шламе, x_2 – то же для Al_2O_3 , x_3 – то же для Fe_2O_3 , x_4 – то же для $\text{CaO} + \text{MgO}$, x_5 – RO , Y – показатель пластичности шлама.

Из полученных уравнений видно, что каждое химическое соединение (SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , $\text{CaO} + \text{MgO}$, RO) влияет на реологические свойства шлама одинаково, независимо от источника и условий образования, однако степень влияния определяется содержанием каждого из них и комбинацией с другими составляющими. Определяющими для всех шламов является условия образования – выпадение твердых частиц в осадок в результате сложных физико-химических процессов.

Затем была проведена аппроксимация и выведены формулы зависимости остальных свойств через показатель пластичности с помощью метода наименьших квадратов и получены следующие зависимости:

время истечения суспензии из воронки

$$Z = -8.08 \cdot 10^{-8} Y^3 + 7.083 \cdot 10^{-5} Y^2 + 3.67 \cdot 10^{-3} Y + 6.556;$$

отношение объема осадка к объему исходной суспензии

$$Z = (0.065503 Y + 44.46135) \cdot 10^{-2};$$

плотность суспензии

$$Z = (-6.52 \cdot 10^{-7} Y^3 + 8.22 \cdot 10^{-4} Y^2 - 0.395 Y + 1143.506) \cdot 10^{-3};$$

показатель упругости

$$Z = (-0.97181 Y + 2318.225) \cdot 10^{-3};$$

порог структурообразования

$$Z = -0.06885 Y + 63.19326.$$

Здесь Y – показатель пластичности.

Предлагаемый подход может быть использован при решении следующих технологических задач:

- определение вида и количества шлама для повышения пластичности цементных композиций при условии сохранения марки цемента (для бетонов реального назначения);
- выбор вида и количества шлама с целью получения более низких марок цемента с улучшенными реологическими свойствами (для низкомарочных бетонов, строительных и штукатурных растворов).

Полученные формулы были проверены на реальных данных кафедры строительных материалов Самарского государственного архитектурно-строительного университета, причем погрешность при вычислении не превышала 2–10%.

Программное обеспечение

Создание программного обеспечения позволяет, не прибегая к длительным и трудоемким экспериментам, установить зависимости между составом и структурно-реологическими свойствами, а, следовательно, в соответствии с поставленной задачей, оптимизировать состав и технологические свойства вводимого отхода. В этой работе была впервые предпринята попытка разработки такой программы (рис. 2).

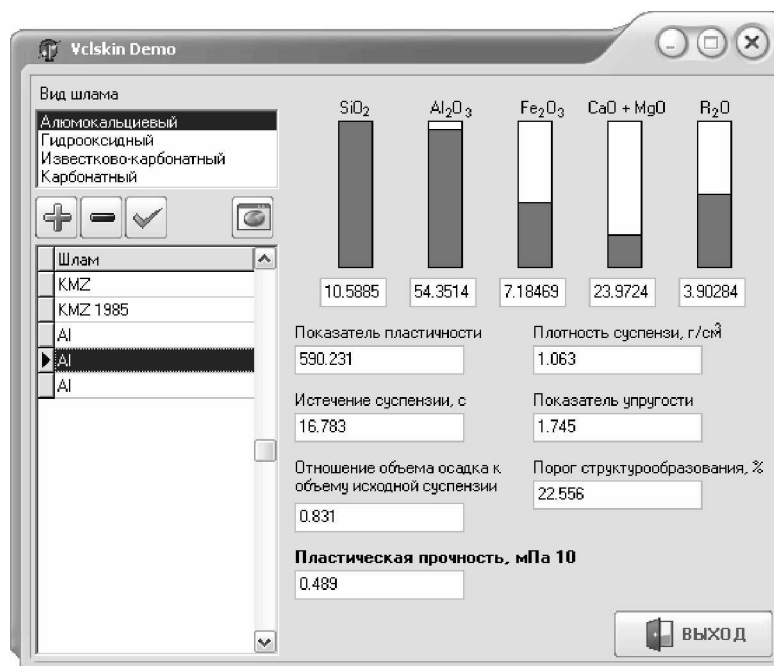


Рис. 2. Основное окно программы

Программа позволяет легко получить любую интересующую характеристику. Также имеется возможность построения двумерных, трехмерных графиков состава шлама.

Ниже приводится описание функциональной части программы.

- Расчет основных характеристик шлама
 - і Графическое задание состава шлама
 - і Автоматический расчет характеристик
 - § Расчет реологических свойств шлама.
 - § Расчет структурных свойств шлама.
 - § Расчет графиков зависимости пластической прочности от процентного содержания твердой фазы в шламе.
 - § Расчет графиков зависимости структурной прочности цементно-шламовой композиции от процентного содержания шлама в цементе.
- Хранение полученных результатов расчета в локальной базе данных
 - і Запись полученных данных
 - і Загрузка данных
 - і Редактирование данных
- Построение графиков
 - і Построение треугольных графиков по результатам из базы данных
 - і Выбор осей графика для данной группы шламов.

- Распечатка графиков

- і Предварительный просмотр
 - і Распечатка графика

Входные данные:

- і Данные о составе, вводимые пользователем
 - і Данные о составе, считываемые из базы данных

Выходные данные:

- і Основные характеристики шлама
 - і Двумерные графики
 - і Трехмерные графики
 - і Распечатанные графики

Системные требования:

- і Процессор Celeron 200 MHz (и выше)
 - і ОЗУ 64 МВ
 - і Дисковое пространство 50 МВ
 - і Видеокарта поддерживающая разрешение 800×600 (и выше)

Фрактальная модель

Шлам представляет собой гомогенную массу твердых частиц, а также воды – химически, физически связанной и свободной.

В численных экспериментах были выявлены новые закономерности в структурной организации агрегатов коллоидных частиц. Было установлено, что агрегаты обладают самоподобной или фрактальной структурой.

Автором была предложена фрактальная модель, позволяющая уточнить экспериментальные данные и разделить шламы на отдельные группы по полученной фрактальной размерности.

Фрактальная размерность вычислялась на основе гранулометрического состава, в среде MS Excel пир помощи надстройки «Поиск решения». За ограничения были выбраны пределы изменения процента количества частиц данного диаметра, а в качестве критерия оптимальности – суммарное квадратичное отклонение от среднего значения процента частицы данного диаметра. Полученные значения фрактальных размерностей для различных видов шлама приведены в табл. 1.

Тип шлама	Значение фрактальной размерности
Алюмокальциевый	2.8079
Гидроксидный	2.67117
Известково-карбонатный	1.97349
Карбонатный	1.90051

Таблица 1. Значения фрактальных размерностей для различных видов шлама

Полученные значения подтверждают экспериментальные данные:

С увеличением фрактальной размерности увеличивается склеивающая способность частиц шлама, т.е. увеличивается слой адсорбционно-связанной воды. Соответствующая зависимость описывается уравнением

$$Y = 463,12X - 703,89$$

и графически представлена на рис. 3.

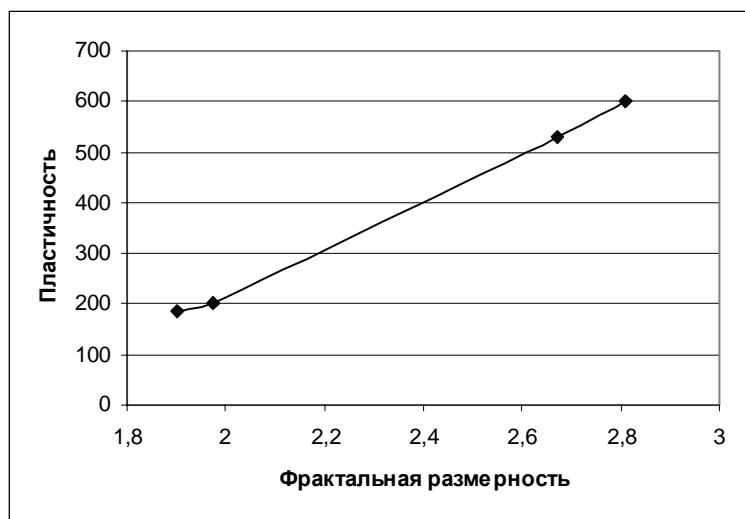


Рис. 3. Изменение пластичности

Автором написана программа, позволяющая смоделировать частицу выбранного шлама на основе заданного гранулометрического состава (рис. 4). В дальнейшем планируется развить программу – добавить функции расчета цементных композиций с минеральными модификаторами в зависимости от назначения этих композиций, вида цемента и состава шлама.

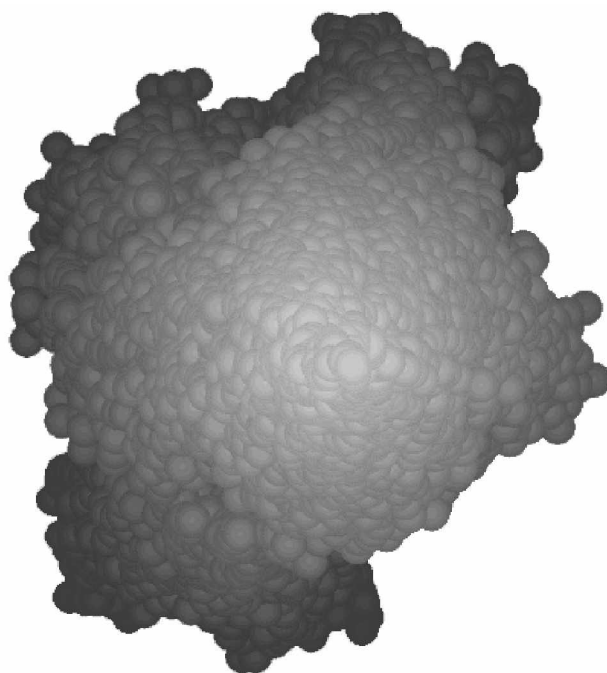


Рис. 4. Фрактальная модель частицы карбонатного шлама

Заключение

На основе результатов, полученных в работе, можно сделать выводы об эффективности выбранного математического подхода для решения подобных задач. Его оригинальность заключается в том, что отпадает необходимость проведения большого числа трудоемких химических анализов для выявления зависимости.

Создание программ, подобных описанной в данной работе, в дальнейшем позволит перейти к тонким химическим технологиям в области строительства и снизит затраты на проведении дорогостоящих опытов и экспериментов.

Литература

1. Анищенко В.С. Устойчивость, бифуркации, катастрофы. 2000.
2. Арбузова Т.В., Коренькова С.Ф., Чумаченко Н.Г. Применение шламовых отходов в производстве строительных материалов. // Промышленность строительных материалов. ВНИИЭСМ. М. 1988.
3. Арбузова Т.В., Коренькова С.Ф., Чумаченко Н.Г. Использование осадков сточных вод в производстве строительных материалов. М.: ВНИИЭСМ. 1989.
4. Арбузова Т.В., Шабашев В.А., Коренькова С.Ф., Чумаченко Н.Г. Стройматериалы из промышленных отходов. Самарское книжное издательство, 1993.

ФОТОФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВЫЖИГАНИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ПРОВАЛОВ В СПЕКТРЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СИСТЕМЫ «КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ–МАТРИЦА»: КВАНТОВОРАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА

С.Ю. Кручинин (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)
Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник А.В. Федоров

Развита теория выжигания долгоживущих спектральных провалов. В рамках простой точно решаемой модели (кубическая потенциальная яма с бесконечно высокими стенками в однородном электрическом поле) найдены энергетический спектр и скорость генерации электрон-дырочных пар с учетом воздействия поля, которое, в рассматриваемом случае, возникает вследствие пространственного разделения электронов и дырок. Исследована зависимость энергетического спектра от ориентации вектора напряженности относительно осей симметрии квантовой точки. Получено выражение, описывающее форму дифференциального спектра.

Введение

В последнее время достаточно часто объектом исследования становятся ансамбли квантовых точек с широким размерным распределением. Поскольку частота фундаментального перехода у точек с разными размерами имеет различную величину, их оптические спектры оказываются неоднородно уширенными, в результате чего полностью маскируется дискретная структура размерно-квантованных уровней энергии электронной подсистемы. Существует несколько подходов, позволяющих преодолеть указанную трудность: применение спектроскопии одиночной квантовой точки либо размерно-селективных методов, таких как спектроскопия двухфотонно возбуждаемой люминесценции, рамановского рассеяния и выжигания долгоживущих провалов [1–3].

Описание фотофизического процесса выжигания провалов в спектре систем с квантовыми точками было предложено нами ранее в работе [4] на основе аналогичных моделей для молекулярных систем [5–7]. Помимо однофотонных переходов между электронными (экситонными) состояниями рассматривались процессы с участием акустических фононов, а также гибридные электрон-фононные состояния [8]. Однако в ряде экспериментальных работ (например, [2, 3]) показано, что форма дифференциального спектра существенным образом зависит от напряженности локального электрического поля, возникающего в результате пространственного разделения носителей заряда (рис. 1).

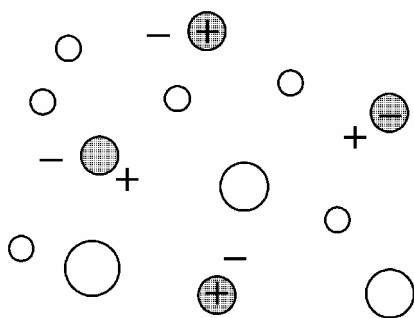


Рис. 1. Схематичное изображение фотоионизированных нанокристаллов и возможных вариантов распределения электронов и дырок после воздействия излучения накачки

Действие поля проявляется в изменении формы потенциального барьера, что приводит к красному смещению и снятию вырождения энергетического спектра (квантово-размерный эффект Штарка). Более того, при больших напряженностях существенно

нарушается внутренняя симметрия квантовых точек, изменяются правила отбора оптических переходов, поэтому в спектре могут появиться особенности, связанные с запрещенными переходами.

В данной работе предложено описание процесса выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения систем с квантовыми точками, учитывающее влияние локального электрического поля. Для простоты рассмотрен точно решаемый случай: кубическая потенциальная яма с бесконечно высокими стенками, который является обобщением аналогичной задачи о квантовых ямах [9–10]. Во втором разделе найден энергетический спектр электронной подсистемы. Рассмотрены ситуации, при которых включение локального поля приводит к частичному или полному снятию вырождения. Изменения оптических свойств квантовых точек обсуждаются в третьей части. Далее вычисляются дифференциальные спектры поглощения. Изложенные результаты проиллюстрированы численными расчетами, выполненными для ансамбля квантовых точек InP в стеклянной матрице.

Энергетический спектр

После воздействия излучения накачки N пространственно-разделенных электрон-дырочных пар в окрестности фотоионизованного нанокристалла создают поле, величину которого можно оценить следующим выражением

$$F_1 \sim \frac{Ne}{\epsilon_1 r_1^2}, \quad (1)$$

где r_1 – расстояние между электроном и дыркой, которое можно считать равным половине размера квантовой точки L , ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость. Число носителей, захваченных на ловушки, может составлять единицы в расчете на один нанокристалл, поэтому типичное значение F_1 достаточно велико, порядка 10^5 В/см. После воздействия излучения накачки наблюдается сдвиг спектра поглощения всего образца, т.е. локальное электрическое поле действует на все, а не только на фотоионизованные нанокристаллы. Для оценки величины напряженности поля F_2 , создаваемого пространственно разделенной электрон-дырочной парой в окрестности нефотоионизованного нанокристалла (на расстояниях $r_2 \gg r_1 \approx L/2$), воспользуемся известным соотношением для точечного диполя

$$F_2 \sim \frac{Ne r_1}{\epsilon_2 r_2^3}, \quad (2)$$

где ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость матрицы. Векторы напряженности полей, создаваемых ближайшими фотовозбужденными квантовыми точками, ориентированы случайным образом, а в диэлектрических матрицах $\epsilon_2 > \epsilon_1$, поэтому величина суммарной напряженности будет существенно меньше F_1 . Таким образом, распределение электрического поля в образце после воздействия излучения накачки можно приближенно описать с помощью двух характерных величин F_1 и F_2 .

Рассмотрим состояния носителей в квантовой точке кубической формы, предполагая, что кулоновское взаимодействие между ними много меньше потенциала пространственного ограничения (режим сильного конфайнмента). Тогда огибающие волновых функций электронов и дырок удовлетворяют уравнению

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_j} \nabla_j^2 + V(\mathbf{r}_j) \pm e\mathbf{F} \cdot \mathbf{r}_j \right] \Psi(\mathbf{r}_j) = E_j \Psi(\mathbf{r}_j), \quad (3)$$

$$V(\mathbf{r}_j) = \begin{cases} 0, & |\alpha_j| \leq L/2 \\ \infty, & |\alpha_j| \geq L/2 \end{cases}$$

с граничными условиями

$$\Psi(x_j, y_j, z_j = \pm L/2) = 0. \quad (4)$$

Знаки + и – в левой части (3) соответствуют электронам и дыркам, $j = c, v$, $\alpha_j = x_j, y_j, z_j$, m_j – эффективная масса, E_j и $\Psi(\mathbf{r}_j)$ – энергетический спектр и собственные функции носителей.

Решением (3) является функция

$$\Psi_{j, \mathbf{n}}(\mathbf{r}_j) = \prod_{\alpha} \Psi_{j, n_{\alpha}}(\alpha_j), \quad (5)$$

$$\Psi_{j, n_{\alpha}}(\alpha_j) = a_j \text{Ai}[A_j(\alpha_j)] + b_j \text{Bi}[A_j(\alpha_j)],$$

где

$$A_j(\alpha_j) = - \left[\frac{2m_j}{(eyF_{\alpha})^2} \right]^{1/3} (E_{j, n_{\alpha}} \sim eF_{\alpha} \alpha_j) \quad (6)$$

– безразмерная координата, приводящая (3) к уравнению Эйри относительно каждой из координат [9]. Применяя граничные условия (4), получим

$$a_j \text{Ai}[A_j^+] + b_j \text{Bi}[A_j^+] = 0, \quad (7)$$

$$a_j \text{Ai}[A_j^-] + b_j \text{Bi}[A_j^-] = 0,$$

где $A_j^{\pm} = A_j(\pm L/2)$. Условие существования нетривиального решения этой системы

$$\text{Ai}[A_j^+] \text{Bi}[A_j^-] - \text{Bi}[A_j^+] \text{Ai}[A_j^-] = 0 \quad (8)$$

определяет энергетический спектр электронов и дырок

$$E_{j, \mathbf{n}} = \sum_{\alpha} E_{j, n_{\alpha}}, \quad (9)$$

где $E_{j, n_{\alpha}}$ – n_{α} -й корень уравнения (8) для соответствующей координаты. Из (7) следует, что a_j и b_j связаны соотношением

$$\frac{b_j}{a_j} = - \frac{\text{Ai}[A_j^+]}{\text{Bi}[A_j^+]} = - \frac{\text{Ai}[A_j^-]}{\text{Bi}[A_j^-]}. \quad (10)$$

Используя (10) и условие нормировки

$$\int_{-L/2}^{L/2} |\Psi_{j, n_{\alpha}}|^2 d\alpha = 1,$$

можно найти параметры a_j , b_j и вычислить огибающие.

На рис. 2 показаны зависимости энергетического спектра носителей в квантовых точках InP от напряженности поля (для электронов и дырок напряженности должны отсчитываться по нижней и верхней шкале, соответственно). Использовались следующие значения материальных параметров [11]: $E_g = 1.424$ эВ, $\epsilon_0 = 12.61$, $\epsilon_{\infty} = 9.61$, $m_c / m_0 = 0.079$, $m_v / m_0 = 0.65$, $E_p = 20.4$ эВ – характерная энергия в теории Кейна. Как и ожидалось, энергия основного состояния монотонно убывает с увеличением поля. Обратим внимание на особый характер изменения энергии возбужденных состояний: вначале наблюдается несущественный рост, а затем уменьшение энергии. На рис. 3 указанный характер зависимости наиболее четко наблюдается у состояния $\{2, 2, 2\}$. Из рис. 3 видно, что поле оказывает более существенное воздействие на квантовые точки большего размера.

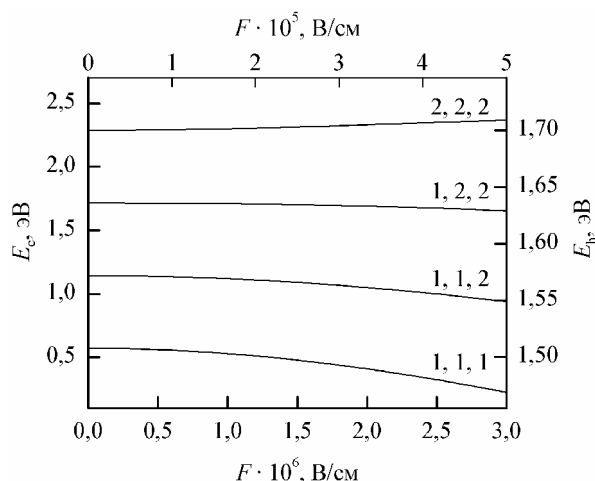


Рис. 2. Энергетический спектр электронов и дырок в квантовых точках InP ($L = 5$ нм) как функция напряженности электрического поля

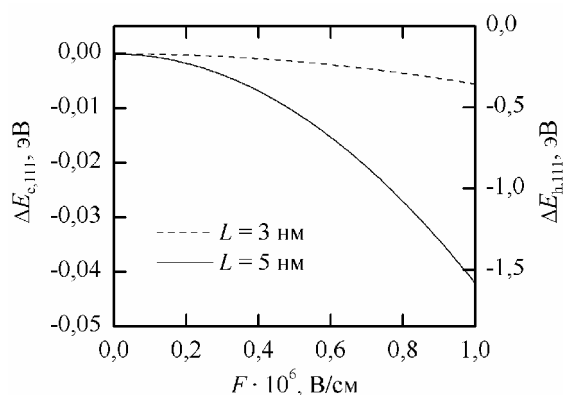


Рис. 3. Зависимость смещения основного состояния электронов и дырок в квантовых точках разных размеров от напряженности поля

Энергетический спектр квантовых точек дискретен, поэтому результат взаимодействия электрического поля с их электронной подсистемой будет существенно отличаться от аналогичной ситуации в квантовых ямах [9, 10]. Кроме этого, для спектра кубического нанокристалла характерно наличие вырождения, связанного с симметрией потенциального барьера. Например, трем состояниям с квантовыми числами $\{1,1,5\}$, $\{1,5,1\}$, $\{5,1,1\}$ соответствует одинаковая энергия $27\gamma^2\pi^2/(2m_jL^2)$. Нетрудно убедиться, что этому же значению будет соответствовать состояние $\{3,3,3\}$. Имеет место так называемое «случайное» вырождение, о существовании которого упоминается в книге [12]. Из хорошо известной формулы

$$E_{j,n} = \frac{\pi^2 \gamma^2}{2m_j L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

следует, что полная кратность вырождения энергетических уровней электронов и дырок определяется количеством различных представлений некоторого целого числа суммой квадратов трех квантовых чисел.

Кратность вырождения энергетического спектра нанокристалла существенным образом определяется пространственной ориентацией вектора напряженности. Например, если все три компоненты одинаковы (поле направлено вдоль диагонали куба), то указанное вырождение снимается лишь частично. Его кратность понижается до количества различных перестановок квантовых чисел, которыми являются номера корней

уравнений (9). Например, уровень $\{3,3,3\}$ при наличии поля расщепляется на трехкратно вырожденный $\{1,1,5\}$ и невырожденный $\{3,3,3\}$ [см. рис. 4а]. Когда компоненты вектора напряженности различны, будет наблюдаться дальнейшее снятие вырождения [см. рис. 4б и в].

Поглощения света в электрическом поле

В рамках двухзонного приближения скорость генерации электрон-дырочных пар в кубической квантовой точке можно записать в виде

$$W(\omega, L) = \frac{16\pi^2 (eP)^2 I}{3\gamma c \sqrt{\epsilon_\infty} (y\omega)^2} \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{n}'} |i_{\mathbf{nn}'}|^2 L_{\gamma_{\mathbf{nn}'}}(y\omega - E_g - E_{c,\mathbf{n}} - E_{v,\mathbf{n}'}), \quad (11)$$

где

$$i_{\mathbf{nn}'} = \int \Psi_{c,\mathbf{n}}(\mathbf{r}) \Psi_{v,\mathbf{n}'} d\mathbf{r}$$

– интеграл перекрытия огибающих, определяющий правила отбора для оптических переходов, $\gamma_{\mathbf{nn}'}$ – полная скорость дефазировки соответствующего перехода, выраженная в энергетических единицах,

$$L_x(y) = \frac{1}{\pi} \frac{x}{y^2 + x^2},$$

$P = y/m_0 \sqrt{2m_0 E_p} = y^2/m_0 \langle S | \partial / \partial z | Z \rangle$ – параметр Кейна, I – интенсивность электромагнитного излучения, ϵ_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

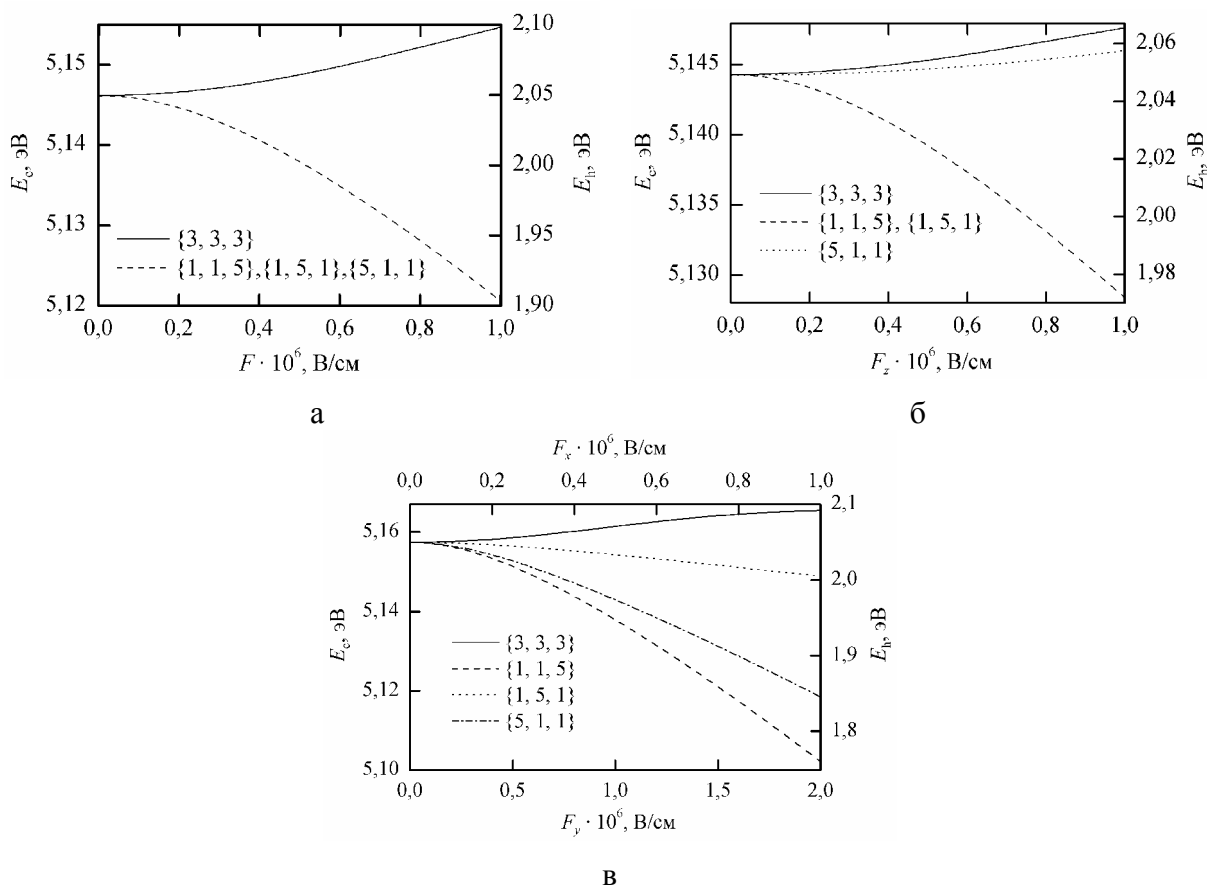


Рис. 4. Снятие вырождения энергетического уровня $\{3,3,3\}$ при различных конфигурациях электрического поля: а) $F_x = F_y = F_z \neq 0$, б) $F_x \neq 0, F_y = F_z = 0$, в) $F_x \neq F_y, F_z = 0$

В квантовых точках из полупроводников с изотропными эффективными массами электрона и дырки, в приближении бесконечно высоких барьеров, огибающие идентичны. Поскольку обе системы волновых функций ортонормированы, правила отбора в отсутствие электрического поля имеют вид

$$i_{\mathbf{n}\mathbf{n}'} = \delta_{\mathbf{n}\mathbf{n}'}. \quad (12)$$

Т. е. межзонные оптические переходы происходят только между состояниями с одинаковыми наборами квантовых чисел \mathbf{n} и \mathbf{n}' .

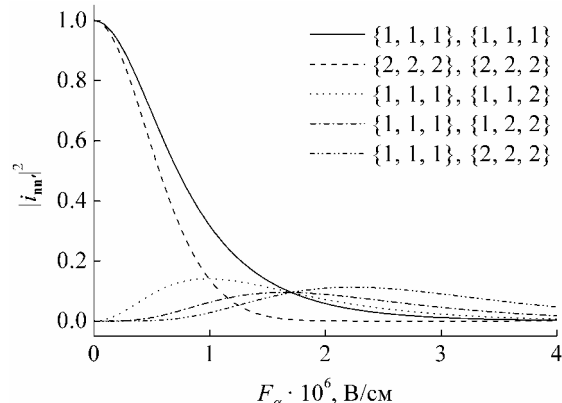


Рис. 5. Зависимости интегралов перекрытия от напряженности электрического поля для различных \mathbf{n} и \mathbf{n}' при $L = 4$ нм

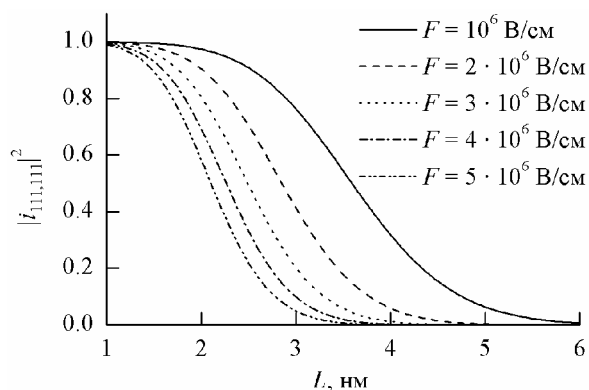


Рис. 6. Размерная зависимость интеграла перекрытия волновых функций основного состояния электрона и дырки

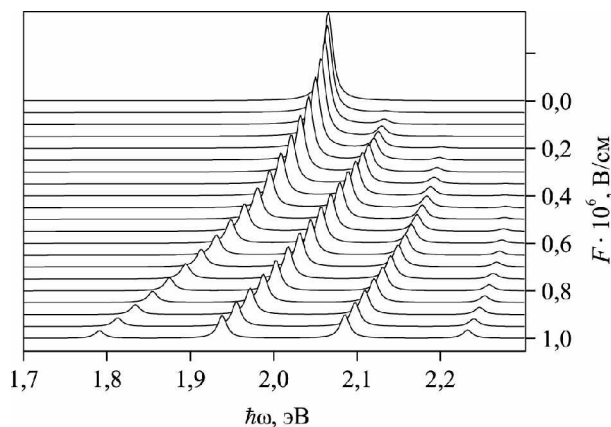


Рис. 7. Спектр скорости генерации электрон-дырочных пар при разных значениях напряженности электрического поля. Пики соответствуют оптическим переходам с созданием электронов в состоянии $\{1,1,1\}$ и дырок в состояниях $\{1,1,1\}$, $\{1,1,2\}$, $\{1,2,2\}$, $\{2,2,2\}$

В присутствии электрического поля огибающие (5) являются функциями эффективных масс электрона и дырки, что приводит к нарушению условия (12). Поле смещает электроны и дырки в противоположных направлениях, поэтому вероятность разрешенных переходов уменьшается. Более того, оно нарушает кубическую симметрию квантовой точки, поэтому в спектрах поглощения следует ожидать появления особенностей, связанных с запрещенными переходами. Этот факт иллюстрируют графики зависимостей i_{mn} (рис. 5, 6) и формы спектра краевого поглощения (рис. 7) от электрического поля.

Дифференциальный спектр

Для описания процесса выжигания спектральных провалов в контуре поглощения света ансамблем квантовых точек воспользуемся подходом, основанном на уравнениях баланса населенностей в трехуровневой схеме [5]. Ансамбль квантовых точек при низкой температуре в течение времени t_b подвергается воздействию узкополосного лазерного излучения частотой ω_b , попадающего в полосу поглощения ансамбля. В результате часть носителей, для которых частота перехода близка к частоте излучения накачки, перейдет из основного $|1\rangle$ в возбужденное состояния $|2\rangle$ (см. рис. 8). Затем носитель из возбужденного состояния может либо вернуться в основное $|1\rangle$, либо, туннелируя через потенциальный барьер, перейти на одну из ловушек в приповерхностном слое матрицы (состояние $|3\rangle$). Далее носители с вероятностью γ_r могут перейти из состояния $|3\rangle$ в основное состояние $|1\rangle$. При поддержании постоянной температуры характерные времена $1/\gamma_r$ могут составлять десятки часов. Таким образом, носители, захваченные на ловушки, перестают участвовать в процессах поглощения света. Если записать спектр поглощения ансамбля квантовых точек, используя слабое зондирующее излучение, то в контуре поглощения можно обнаружить спектральные провалы. Поскольку величина полученных провалов достаточно мала, то обычно анализируют так называемые дифференциальные спектры, которые получают вычитанием спектров, записанных до и после воздействия излучения накачки.

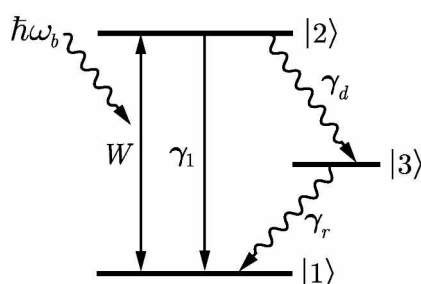


Рис. 8. Трехуровневая схема, описывающая кинетику населенностей во время действия излучения накачки $0 < t < t_b$ с частотой ω_b

Рассматриваемый механизм выжигания провалов может быть описан в рамках подхода, основанного на уравнениях баланса населенностей в трехуровневой системе (рис. 8). Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{df_1}{dt} &= -Wf_1 + (\gamma_1 + W)f_2 + \gamma_r f_3, \\
\frac{df_2}{dt} &= Wf_1 - (\gamma_1 + \gamma_d + W)f_2, \\
\frac{df_3}{dt} &= \gamma_d f_2 - \gamma_r f_3.
\end{aligned} \tag{13}$$

В результате фотоионизации квантовых точек возникает локальное электрическое поле, приводящее к изменению интеграла перекрытия волновых функций и частоты фундаментального перехода, следовательно, существует зависимость W от населенности ловушек $f_3(t)$. Поскольку W входит в правые части первых двух уравнений системы (13), такой процесс является нелинейным. Однако мы будем рассматривать эту задачу в рамках линейного приближения, когда зависимостью $W(F)$ во время воздействия излучения накачки можно пренебречь, т.е. при относительно небольших временах выжигания (десятки микросекунд). Именно такая ситуация реализуется в большинстве экспериментов.

Величина $1/\gamma_1$ лежит в диапазоне от нескольких сот пикосекунд до нескольких сот наносекунд, время жизни носителей заряда на ловушках $1/\gamma_r$ составляет десятки часов, а характерное время туннелирования носителей $1/\gamma_d$ – единицы микросекунд. Таким образом, условие стабильности провалов может быть записано в виде $\gamma_1 \gg \gamma_d \gg \gamma_r$ [4]. Полагаем, что время выжигания много меньше времени существования провалов и что до включения излучения накачки все квантовые точки находятся в начальном состоянии, т.е.

$$t_b \ll 1/\gamma_r, \quad f_1(0) = 1, f_2(0) = f_3(0) = 0.$$

Эти условия позволяют существенно упростить общее решение системы кинетических уравнений и получить выражения нормированных населенностей $f_i(t)$ состояний $|i\rangle$, $i = 1, 2, 3$ для произвольного момента времени. После выключения лазера в момент времени t_b система свободно релаксирует. Кинетика такого процесса описывается системой уравнений (13), если положить в ней $W = 0$. Воспользовавшись результатами [4], запишем решение при $t > t_b$

$$f_1(\omega_1) = f_0(\omega_1) \exp\left[-\frac{\gamma_d W(\omega_b, \omega_1)}{\gamma_1 + 2W(\omega_b, \omega_1)}\right],$$

$$f_2(\omega_1) = 0, f_3(\omega_1) = f_0(\omega_1) = f_1(\omega_1).$$

С точки зрения анализа спектральной зависимости $W(\omega_b, \omega_1)$ наибольший интерес представляет случай $\gamma_1 \gg W(\omega_b, \omega_1)$. Тогда

$$f_1(\omega_1) = f_0(\omega_1) \left[1 - \frac{\gamma_d W(\omega_b, \omega_1) t_b}{\gamma_1}\right], \tag{14}$$

$$f_2(\omega_1) = 0, f_3(\omega_1) = f_0(\omega_1) \frac{\gamma_d W(\omega_b, \omega_1) t_b}{\gamma_1}.$$

Частота фундаментального перехода носителей является функцией напряженности локального поля и размера квантовой точки $\omega_1(F, L)$, которое в случае сильного конфайнмента имеет вид

$$u\omega_1(F, L) = E_g + E_{c,111} + E_{v,111}. \tag{15}$$

Поэтому оптические спектры ансамблей квантовых точек оказываются неоднородно уширенными. Чтобы учесть это обстоятельство, необходимо провести усреднение скоростей генерации электрон-дырочных пар по распределению частот фундаментального

перехода $f(\omega_1)$. Вычисление зависимости частоты от размера квантовых точек сводится к обращению выражений (9) и представляет собой достаточно трудоемкую вычислительную задачу. В данном случае удобнее использовать усреднение по размерам. Тогда выражение для средней скорости генерации электрон-дырочных пар будет иметь вид

$$\overline{W}(\omega) = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} dL f(L) W(\omega, L). \quad (16)$$

Коэффициент однофотонного поглощения света с частотой ω ансамблем квантовых точек связан с $\overline{W}(\omega)$ соотношением

$$K(\omega) = \frac{y\omega}{I} \overline{W}(\omega). \quad (17)$$

Дифференциальный спектр ΔK является разностью спектров, измеренных до и после выжигания провалов, т.е.

$$\Delta K(\omega) = \frac{y\omega}{I} \int dL [f_0(L)W_0(\omega, L) - f_1(L)W(F, \omega, L)], \quad (18)$$

где W_0 и W – скорости генерации электрон-дырочных пар до и после воздействия излучения накачки. Используя явный вид функции распределения после выжигания (14), можно представить (18) следующим образом

$$\Delta K(\omega) \approx \frac{y\omega}{I} \left[\Delta \overline{W}(F(L)) + \frac{\gamma_d}{\gamma_1} t_b \int dL f_0(L) W(F(L), \omega, L) W(F(L), \omega_b, L) \right], \quad (19)$$

$$\Delta \overline{W}(F(L)) = \int dL f_0(L) [W_0(\omega, L) - W(F(L), \omega, L)].$$

Слагаемое $\Delta \overline{W}$ описывает модификацию спектра поглощения ансамбля после выжигания. Зависимость напряженности от размера квантовой точки $F(L)$ определяется шириной спектральной линии лазерного излучения Γ . Будем рассматривать наиболее простой случай ($\Gamma = 0$), тогда

$$F(L) = \begin{cases} F_1, & L = L_{\text{res}}; \\ F_2, & L \neq L_{\text{res}}, \end{cases}$$

где L_{res} – размер резонансно возбуждаемых нанокристаллов, который определяется из условия (15).

На рис. 9 приведены дифференциальные спектры в области пика фундаментального поглощения, рассчитанные по формуле (19) при разных величинах напряженности поля. Для большей наглядности и простоты учитывались переходы только с созданием электрона в основном состоянии и дырок в состояниях с $n_\alpha \leq 2$. Рассматривать дырочные состояния с более высокими квантовыми числами не имеет смысла, поскольку они проявятся при напряженностях, существенно превышающих характерные величины F_1 . Направление поля выбрано вдоль главной диагонали квантовой точки (вырождение дырочных состояний сохраняется). В качестве функции f_0 использовалось распределение Лифшица-Слезова, средний размер квантовых точек $L_0 = 5$ нм, энергия выжигания $u\omega_b = 2.2$ эВ.

Отметим особенности спектров.

1) Смещение, уменьшение высоты и уширение пика фундаментального поглощения (1), вызванное появлением нескольких близко расположенных сателлитов. Интересно, что при некоторой величине поля резонансно возбужденным оказывается переход () с созданием дырок в состоянии $\{1, 1, 2\}$ (рис. 9, б–г).

2) Сателлиты (), соответствующих переходам с созданием дырок в состояниях $\{1, 1, 2\}$, $\{1, 2, 2\}$, $\{2, 2, 2\}$. Следует отметить, что в реальном образце вектор напряженно-

сти поля F_1 будет по-разному ориентирован относительно осей симметрии различных нанокристаллов. В рамках данной модели это можно учесть, проводя усреднение по направлениям F_1 . Исходя из вида полевой зависимости спектра генерации электрон-дырочных пар, можно заключить, что за счет неодинакового снятия вырождения в дифференциальном спектре появится множество близко расположенных спутников. Появится неоднородное уширение, существенно затрудняющее экспериментальное наблюдение тонкой структуры. Его можно устранить, используя образцы с квантовыми точками сферической формы. Также следует заметить, что спутники от «запрещенных» переходов могут быть замаскированы спектральными особенностями от переходов с участием фононов.

3) Искажения формы спектра ($\tilde{}$), появившиеся вследствие смещения в красную область контура поглощения образца. Форма этих особенностей определяется полем F_2 , которое, также как и F_1 , по-разному ориентировано относительно осей симметрии точек в реальном образце. Однако в данном случае усреднение по направлениям F_2 не приведет к какому-либо существенному изменению формы спектра, поскольку величина смещения основного состояния не зависит от направления поля. Это следует из вида зависимости энергетического спектра: сумма трех слагаемых, каждое из которых зависит только от одной координаты. Величина F_2 недостаточно велика для появления тонкой структуры (см. рис. 7), имеющей зависимость от направления. По этой же причине вклад неионизованных точек в дифференциальный спектр ограничивается лишь протяженными искажениями.

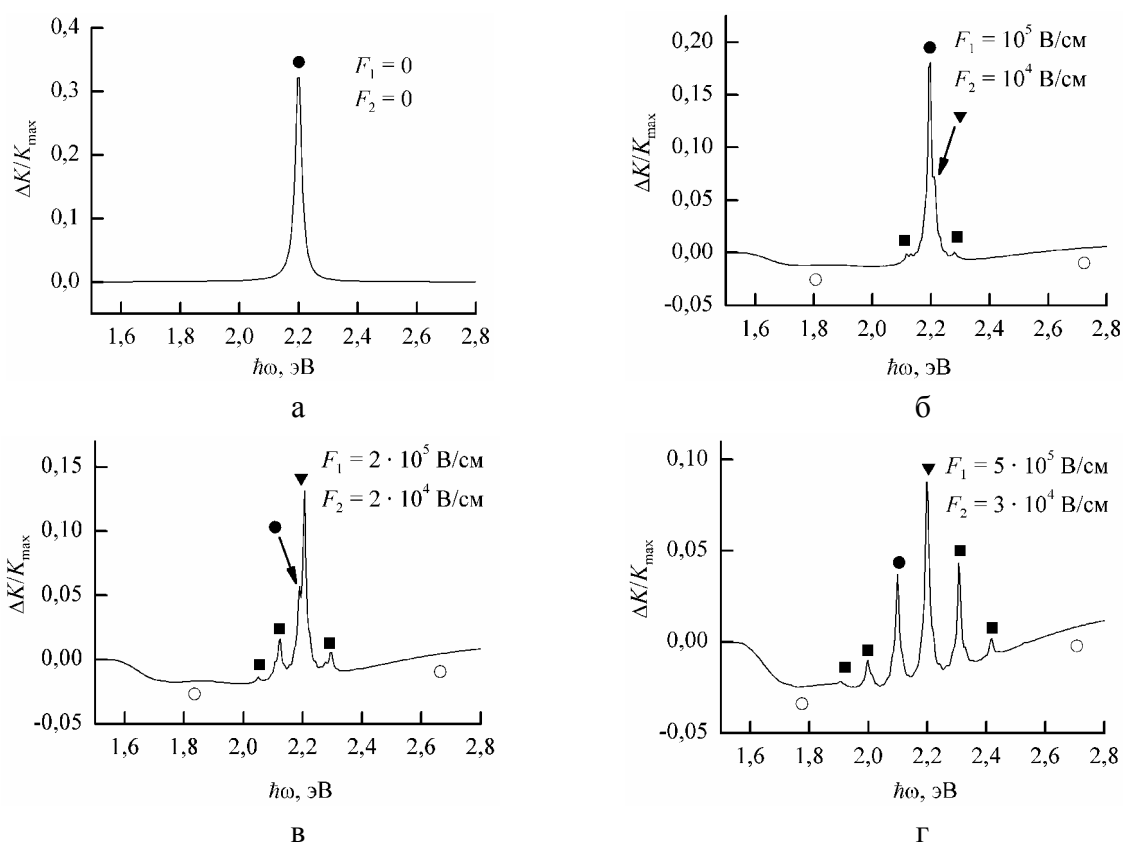


Рис. 9. Дифференциальный спектр, нормированный на высоту спектра поглощения образца при различных значениях напряженности локального электрического поля

Заключение

Сформулируем основные результаты настоящей работы. Предложена модель фотофизического процесса выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения ансамбля квантовых точек, учитывающая воздействие локального электрического поля, создаваемого пространственно разделенными носителями. Показано, что снятие вырождения энергетического спектра существенно зависит от ориентации вектора напряженности относительно осей симметрии нанокристалла. Получено выражение, описывающее форму дифференциального спектра.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить российский фонд фундаментальных исследований (проекты 05-02-16212-а и 04-02-16175-а) за финансовую поддержку работы.

Литература

1. Naoe K., Zimin L. G., Masumoto Y. // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50. P. 18200.
2. Masumoto Y., Kawazoe T., Yamamoto T. // *Phys. Rev. B*. 1995. Vol. 52. № 7. P. 4688.
3. Masumoto Y. // *Journal of Luminescence*. 1996. Vol. 70. P. 386.
4. Федоров А.В., Кручинин С.Ю. // *Опт. и спектр*. 2004. Т. 97. № 3. С. 394.
5. de Vries H., Wiersma D.A. // *J. Chem. Phys.* 1980. Vol. 72. № 3. P. 1851.
6. Friedrich J., Swalen J.D., Haarer D. // *J. Chem. Phys.* 1980. Vol. 73. № 2. P. 267.
7. Lee I.-J. // *Bull. Korean Chem. Soc.* 2000. Vol. 21. P. 267.
8. Кручинин С.Ю., Федоров А.В. // *Опт. и спектр*. 2006. Т. 100. № 1. С. 100.
9. Miller D.A.B., Chelma D.S., Damen T. C. et al. // *Phys. Rev. B*. 1985. Vol. 32. № 2. P. 1043.
10. Miller D.A.B., Chelma D.S., Schmitt-Rink S. // *Phys. Rev. B*. 1986. Vol. 33. № 10. P. 6976.
11. Landolt-Börnstein, *Semiconductors New Series, Group III* / Ed. by O. Madelung, M. Schultz, H. Weiss. Berlin: Springer, 1982. Vol. 17a.
12. Давыдов А.С. *Квантовая механика*. М.: Наука, 1973.

РЕЛАКСАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ С УЧАСТИЕМ ОБЪЕМНЫХ ПЛАЗМОННЫХ МОД ЛЕГИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТ ГЕТЕРОСТРУКТУР

**И.Д. Рухленко (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)
Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор
А.В. Федоров (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова)**

Вычислена скорость внутризонной релаксации носителей заряда в квантовых точках с испусканием кванта объемных плазмонных мод легированной части двойной гетероструктуры. Исследована зависимость полученной скорости от энергетического расстояния между электронными уровнями, участвующими в переходе, и различных параметров гетероструктуры.

Введение

Процессы энергетической и фазовой релаксаций в квантовых точках представляют значительный интерес не только с точки зрения фундаментальной физики, но и в связи с возможностью разнообразных применений квантовых точек при конструировании различных наноэлектронных устройств. В частности, надежная информация о таких процессах необходима для создания высокоэффективных одноэлектронных транзисторов [1], логических элементов [2], ячеек памяти [3] и полупроводниковых лазеров [4], активной средой которых являются квантовые точки. Определение доминирующих механизмов релаксации и изучение скоростей внутризонных переходов, обусловливаемых механизмами в наноустройствах, актуально также в связи с возможностью встраивания последних в интегральные схемы с характерными расстояниями между структурными элементами порядка десятков нанометров. При столь плотной упаковке наноустройств в интегральных схемах между ними могут проявляться взаимодействия, которые были слабыми на больших расстояниях. Они могут существенным образом влиять на ключевые параметры наноустройств. Поэтому взаимодействия с характерными радиусами в несколько десятков нанометров необходимо учитывать при проектировании как наноустройств на основе квантовых точек, так и любых наноустройств, размеры рабочих элементов которых составляют порядка 10 нм.

До недавнего времени основные усилия исследовательских групп были направлены на изучение процессов релаксации, обусловленных взаимодействием электронной подсистемы квантовых точек с различными элементарными возбуждениями, локализованными либо внутри самих точек, либо на их поверхностях. Исследовались процессы релаксации с испусканием квантованных акустических [5] и оптических [5–15] фононов (в том числе и интерфейсных), плазмонов [16–18], а также процессы Оже релаксации [19, 20].

Поскольку реальные наноэлектронные устройства, основанные на квантовых точках, представляют собой сложные гетероструктуры, состоящие из многих структурных компонент, особый интерес представляют процессы релаксации, вызываемые в квантовых точках элементарными возбуждениями окружения. Как было показано на примере InAs-квантовой точки, встроенной в одиночную n-GaAs/GaAs-гетероструктуру [21–23], возникающие в легированных слоях гетероструктур связанные плазмон-фононные колебания посредством индуцируемых ими электрических полей могут приводить к эффективной энергетической релаксации квантовых точек даже в случае, когда точки удалены от легированных областей гетероструктуры на расстояние 100 нм. Логично предположить, что аналогичным образом плазмоны легированных компонент ковалентных гетероструктур могут приводить к эффективной внутризонной релаксации электронной подсистемы квантовых точек.

В настоящей работе исследована внутризонная релаксация электронной подсистемы квантовых точек с испусканием кванта объемных плазменных мод легированных компонент полупроводниковых гетероструктур, изготовленных из ковалентных материалов. В первой части работы произведен расчет потенциала электрического поля, индуцируемого плазмонами в двойной гетероструктуре типа $n(p)$ -A/B/Air, где A и B – ковалентные полупроводники. Во второй – произведена оценка скорости внутризонной релаксации, вызываемой взаимодействием квантовой точки с указанным полем, и исследована ее зависимость от расстояния между квантовой точкой и легированной подложкой, толщины нелегированного слоя, а также концентрации легирующей примеси.

Объемные плазмоны в двойной гетероструктуре

Исследуем взаимодействие электронной подсистемы квантовой точки с электрическими полями, индуцируемыми объемными плазмонами легированных компонент полупроводниковых гетероструктур, на примере двойной гетероструктуры с плоскими границами раздела. Рассмотрим гетероструктуру, состоящую из полупространства $z < 0$, заполненного легированным донорной (n) либо акцепторной (p) примесью ковалентного полупроводника A, и слоя ковалентного полупроводника B толщины b . Пусть квантовая точка встроена в слой B на расстоянии a от границы $z = 0$ (рис. 1).

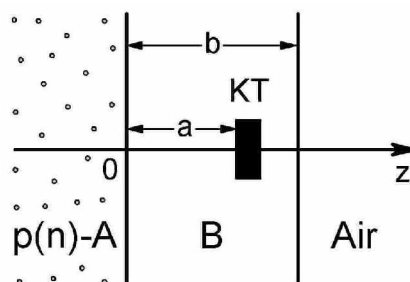


Рис. 1. Двойная гетероструктура. b – толщина слоя B, a – расстояние между легированным полупроводником A и квантовой точкой

Потенциал электрического поля, индуцируемого объемными плазмонами в месте расположения квантовой точки, вычислим в рамках гидродинамического подхода [24]. Для этого решим систему уравнений Блоха [24], описывающую гидродинамическое движение газа свободных носителей заряда и индуцируемое движением электрическое поле,

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla(n\mathbf{v}) \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{v}(\nabla\mathbf{v}) + \frac{e}{m}\nabla\phi - \frac{1}{m}\nabla\int_0^n dp(n'), \\ \Delta\phi = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(n - N) \end{cases} \quad (1)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$, $p(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ – макроскопические плотность, давление и скорость газа свободных носителей, m – эффективная масса носителей, $\phi(\mathbf{r}, t)$ – самосогласованный электростатический потенциал, N – концентрация примеси, ε – диэлектрическая проницаемость. Для упрощения задачи в (1) мы пренебрегли эффектами запаздывания электромагнитного взаимодействия. Система уравнений (1) становится замкнутой при добавлении к ней уравнения состояния, определяющего связь между концентрацией, давлением и, в общем случае, температурой газа свободных носителей заряда. Ограни-

чимся рассмотрением случая вырожденного газа свободных носителей и предположим, что его движение является ламинарным и может быть описано потенциалом ψ гидродинамической скорости $\mathbf{v} = -\nabla\psi$. В этом случае связь давления с концентрацией определяется формулой $p = \xi n^{5/3}$, $\xi = (3\pi^2)^{2/3} y^2 / 2m$, а система уравнений (1) принимает вид

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(n\nabla\psi) \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{2}(\nabla\psi)^2 - \frac{e}{m}\phi + \frac{5\xi}{2m}n^{2/3} \\ \Delta\phi = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(n - N) \end{cases} \quad (2)$$

Полученная система связанных нелинейных уравнений может быть существенно упрощена с помощью стандартного метода линеаризации [24–26]. Для этого разложим все динамические переменные по степеням их отклонений от равновесных значений

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}, t) &= n_0(\mathbf{r}) + n_1(\mathbf{r}, t) + n_2(\mathbf{r}, t) + \dots, \\ \phi(\mathbf{r}, t) &= \phi_0(\mathbf{r}) + \phi_1(\mathbf{r}, t) + \phi_2(\mathbf{r}, t) + \dots, \\ \psi(\mathbf{r}, t) &= \psi_1(\mathbf{r}, t) + \psi_2(\mathbf{r}, t) + \dots, \end{aligned}$$

и подставим полученные разложения в систему (2). В результате в первом и втором порядках по параметру малости указанных разложений получим, соответственно, следующие две системы:

$$\begin{cases} \phi_0 = \frac{5\xi}{2e}n_0^{2/3} \\ \Delta\phi_0 = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(n_0 - N) \end{cases}, \quad (3)$$

и

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \nabla(n_0\nabla\psi_1) \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{e}{m}\phi_1 + \frac{\beta^2}{n_0}n_1, \\ \Delta\phi_1 = \frac{4\pi e}{\varepsilon}n_1 \end{cases} \quad (4)$$

где $\beta = v_F / \sqrt{3}$ – скорость распространения гидродинамических возмущений в газе свободных носителей заряда с концентрацией n_0 , $v_F = (3\pi^2 n_0)^{1/3} y / m$ – скорость Ферми. Уравнения системы (3) позволяют найти функции $\phi_0(\mathbf{r})$ и $n_0(\mathbf{r})$, если известно распределение примеси $N(\mathbf{r})$ в легированной части гетероструктуры. Поэтому в дальнейшем будем считать, что функция $n_0(\mathbf{r})$ нам известна.

Будем решать систему линейных уравнений (4) методом возмущений. В первом приближении заменим функцию $n_0(\mathbf{r})$ в системе ее средним значением $n_0 = \langle n_0(\mathbf{r}) \rangle$, равным невозмущенной концентрации носителей заряда. В результате (опустив для краткости у всех переменных индекс 1) вместо (4) получим

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(n_0 \nabla \psi) \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{e}{m} \phi + \frac{\beta^2}{n_0} n. \\ \Delta \phi = \frac{4\pi e}{\epsilon} n \end{cases} \quad (5)$$

Можно показать, что системе уравнений (5) соответствует следующий гамильтониан:

$$H = \int d^3 r \left[-e\phi n - \frac{\epsilon}{8\pi} (\nabla \phi)^2 + \frac{1}{2} m n_0 (\nabla \psi)^2 + \frac{m}{2n_0} \beta^2 n^2 \right], \quad (6)$$

который потребуется нам в дальнейшем для проведения вторичного квантования плазмонных мод.

Решение системы (5) с соответствующими граничными условиями позволяет найти закон дисперсии объемных плазмонов и самосогласованный потенциал индуцируемого ими электрического поля. Для этого рассмотрим уравнения системы (5) во всех областях гетероструктуры (рис. 1) и решим их для легированной ее части (d), нелегированной части (u) и воздуха (a). Предположим, что временная эволюция переменных n , ψ и ϕ определяется экспоненциальной функцией $\exp(-i\omega t)$. Кроме того, воспользуемся трансляционной симметрией задачи в плоскости xu и представим переменные $\{n_d(\mathbf{r}), \psi_d(\mathbf{r}), \phi_j(\mathbf{r})\}$ в виде $\{n_d(z), \psi_d(z), \phi_j(z)\} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x})$, где нижний индекс $j = \{d, u, a\}$ нумерует область гетероструктуры, а двумерные векторы \mathbf{q} и \mathbf{x} лежат в плоскости xu . Тогда для легированной области d получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \beta^2 \frac{d^2 n_d(z)}{dz^2} + (\omega^2 - \omega_p^2 - \beta^2 q^2) n_d(z) = 0 \\ -i\omega \psi_d(z) = -\frac{e}{m} \phi_d(z) + \frac{\beta^2}{n_0} n_d(z) \\ \frac{d^2 \phi_d(z)}{dz^2} - q^2 \phi_d(z) = \frac{4\pi e}{\epsilon_d} n_d(z) \end{cases}, \quad (7)$$

где $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / \epsilon_d m)^{1/2}$ – плазменная частота. Уравнения, описывающие изменение функции $\phi(z)$ в областях u и a , имеют вид

$$\frac{d^2 \phi_{u(a)}(z)}{dz^2} - q^2 \phi_{u(a)}(z) = 0. \quad (8)$$

Из первого уравнения системы (7) следует, что если параметр

$$k_z^2 = (\omega^2 - \omega_p^2 - \beta^2 q^2) / \beta^2 > 0,$$

то мы имеем дело с объемными плазмонными модами, для которых k_z является z -компонентой их волнового вектора $\mathbf{k} = \mathbf{q} + k_z \mathbf{e}_z$. Закон дисперсии этих мод определяется уравнением

$$\omega_b^2(k) = \omega_p^2 + \beta^2 k^2,$$

где $k^2 = q^2 + k_z^2$.

Можно показать, что решения системы (7) и уравнений (8), соответствующие объемным плазмонным модам, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
n_d(z) &= C_1 e^{ik_z z} + C_2 e^{-ik_z z}, \\
\psi_d(z) &= \frac{i\omega}{n_0 k^2} (C_1 e^{ik_z z} + C_2 e^{-ik_z z}) - \frac{ie}{m\omega} C_3 e^{qz}, \\
\phi_d(z) &= -\frac{4\pi e}{\epsilon_d k^2} (C_1 e^{ik_z z} + C_2 e^{-ik_z z}) + C_3 e^{qz}, \\
\phi_u(z) &= B_1 e^{-qz} + B_2 e^{qz}, \\
\phi_a(z) &= A e^{-qz}.
\end{aligned} \tag{9}$$

Чтобы найти коэффициенты A , B_i , C_j ($i=1,2$, $j=1,2,3$), используем следующие граничные условия: равенство нулю на границе легированной и нелегированной областей гетероструктуры нормальной компоненты гидродинамической скорости

$$\left. \frac{d\psi_d}{dz} \right|_{z=0} = 0,$$

непрерывность самосогласованного электрического потенциала

$$\phi_d|_{z=0} = \phi_u|_{z=0}, \quad \phi_u|_{z=b} = \phi_a|_{z=b},$$

и непрерывность нормальной компоненты электрического смещения

$$\epsilon_d \left. \frac{d\phi_d}{dz} \right|_{z=0} = \epsilon_u \left. \frac{d\phi_u}{dz} \right|_{z=0}, \quad \epsilon_u \left. \frac{d\phi_u}{dz} \right|_{z=b} = \left. \frac{d\phi_a}{dz} \right|_{z=b}.$$

Подставляя решения (9) в перечисленные условия, найдем

$$\begin{aligned}
C_2 &= \frac{\gamma(\omega) - i}{\gamma(\omega) + i} C_1, \\
C_3 &= -\frac{2m\omega^2}{en_0 k^2} \frac{k_z}{q} \frac{1}{\gamma(\omega) + i} C_1, \\
B_1 &= -\frac{1}{\eta_- \epsilon_u} \left(\frac{\beta k}{\omega} \right)^2 C_3, \\
B_2 &= (\eta_+ - 1) B_1, \\
A &= \frac{2\epsilon_u}{\epsilon_u + 1} B_1.
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\gamma(\omega) &= \frac{k_z}{q} \left[\frac{\epsilon_d \eta_+}{\epsilon_u \eta_-} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right) - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right], \\
\eta_{\pm} &= 1 \pm \frac{\epsilon_u - 1}{\epsilon_u + 1} e^{-2qb}.
\end{aligned}$$

Коэффициент C_1 можно определить из условия нормировки. Для этого представим все динамические переменные $T_j(\mathbf{r}) = \{n_d(\mathbf{r}), \psi_d(\mathbf{r}), \phi_j(\mathbf{r})\}$ ($j = d, u, a$) через операторы рождения и уничтожения \hat{b}_{q,k_z}^+ и \hat{b}_{q,k_z} объемных фононных мод

$$T_j(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}, k_z} \left(T_{j,q,k_z}(z) e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \hat{b}_{q,k_z} + T_{j,q,k_z}^*(z) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{x}} \hat{b}_{q,k_z}^+ \right). \tag{10}$$

Подставляя выражения (10) в гамильтониан (6) и приводя его к стандартному виду

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{q}, k_z} y\omega_b(k) \left(\hat{b}_{q,k_z}^+ \hat{b}_{q,k_z} + \frac{1}{2} \right),$$

найдем

$$C_1 = \sqrt{\frac{yn_0k^2}{mV\omega_b}},$$

где C_1 – нормировочный объем.

Скорость внутризонной релаксации электронных возбуждений квантовой точки

Результаты предыдущего раздела позволяют вычислить скорость внутризонной релаксации носителей заряда, например, электронов и дырок квантовой точки, за счет взаимодействия с объемными плазмонами легированной части двойной гетероструктуры (см. рис. 1). Очевидно, что данное взаимодействие может быть представлено оператором $\hat{V}_b(\mathbf{r}) = -e\hat{\phi}_u(\mathbf{r})$ (см. (10)). Оно приводит к переходам между начальным (i) и конечным (f) состояниями электрона (дырки) с испусканием или поглощением кванта объемных плазмонов. Предположив, что температура гетероструктуры мала по сравнению с характерной энергией плазмона, $\omega_b(q) \gg k_B T$, можно ограничиться рассмотрением релаксационных процессов только с испусканием объемных плазмонных возбуждений. Для определенности рассмотрим внутризонную релаксацию дырок (аналогичные результаты могут быть получены и для релаксации электронов). Тогда в первом порядке теории возмущений зависимость скорости внутризонных переходов от энергетического расстояния между уровнями $\Omega = (E_i - E_f)/\hbar$ будет иметь вид

$$W_b = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{q}, k_z} F_f^i(q, k_z) e^{-2qa} \delta(\Omega - \omega_b(k)), \quad (11)$$

где начало координат выбрано в месте расположения квантовой точки,

$$F_f^i(q, k_z) = A_{fi} |\langle i | e\phi_u(\mathbf{r}, q, k_z) | f \rangle|^2 = e^2 |B_1|^2 M(q),$$

$$M(q) = A_{fi} |\langle i | (e^{-qz} + (\eta_+ - 1)e^{q(z+2a)}) e^{iqx} | f \rangle|^2.$$

Операция A_{fi} означает усреднение по вырожденным начальным состояниям квантовой точки $|i\rangle$ и суммирование по вырожденным конечным $|f\rangle$. Заменяя в (11) суммирование по волновым векторам на интегрирование по формуле

$$\sum_{\mathbf{q}, k_z} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} \int dk_z,$$

используя равенство $\delta(\Omega - \omega_b(k)) = (\Omega/\beta^2 k_{z0}) \delta(k - k_{z0})$, где $k_{z0} = (k_0^2 - q^2)^{1/2}$, $k_0^2 = (\Omega^2 - \omega_p^2)/\beta^2$, и сводя интегрирование по q к единичному промежутку подстановкой $q_0 = k_0\tau$, получим

$$W_b(\Omega) = \frac{2m\beta^2 k_0^3}{\pi y n_0} \left(\frac{\epsilon_d}{\epsilon_u} \right)^2 \int_0^1 d\tau e^{-2k_0 a \tau} \frac{M(k_0 \tau) \sqrt{1 - \tau^2}}{\tau \eta_-^2(\tau) (1 + \gamma^2(\omega))}. \quad (12)$$

Дальнейшие расчеты связаны с выбором конкретной модели квантовой точки. Рассмотрим цилиндрическую квантовую точку радиуса ρ_0 и высоты h в режиме сильного пространственного ограничения, т.е. при условии, что экситонный радиус Бора R_B объемного материала квантовой точки больше ρ_0 . В этом случае, если электронная подсистема квантовой точки ограничена бесконечно высоким потенциальным барьером, волновые функции и энергетический спектр дырок даются следующими выражениями:

$$\Psi_{lm}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi y \rho_0^2}} \frac{J_l(\xi_{ln} \rho / \rho_0)}{J_{l+1}(\xi_{ln})} \sin\left(\frac{\pi k_z}{h} z\right) e^{i l \varphi},$$

$$E_{lm} = \frac{y^2}{2m_d} \left(\frac{\pi^2 k^2}{h^2} + \frac{\xi_{ln}^2}{\rho_0^2} \right)$$

где m_d – эффективная масса дырки внутри квантовой точки, ξ_{ln} – n -ый корень функции Бесселя $J_l(x)$. Используя данные выражения, получим:

$$M(q) = 2B(l') \left(T_m^{m'}(q) I_m^{m'}(qh) J_{l_n}^{l_n'}(q\rho_0) \right)^2,$$

где $B(l') = 1$ для $l' = 0$ и $B(l') = 2$ в остальных случаях,

$$T_m^{m'}(q) = 1 + (-1)^{m+m'} (\eta_+ - 1) e^{q(h+2a)},$$

$$I_m^{m'}(x) = \frac{4\pi^2 m m' x (1 - (-1)^{m+m'} e^{-x})}{(x^2 + \pi^2 (m - m')^2)(x^2 + \pi^2 (m + m')^2)},$$

$$J_{l_n}^{l_n'}(x) = \frac{2}{J_{l+1}(\gamma_{ln}) J_{l+1}(\gamma_{l_n'})} \int_0^1 J_l(\gamma_{ln} \tau) J_{l'}(\gamma_{l_n'} \tau) J_{l-l'}(x\tau) \tau d\tau.$$

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Исследуем внутризонную релаксацию дырок, обусловленную их взаимодействием с объемными плазмонами, на примере Ge-квантовой точки фиксированной высоты $h = 5$ нм. Схема нижайших по энергии уровней размерного квантования дырок в такой точке показана на рис. 2.

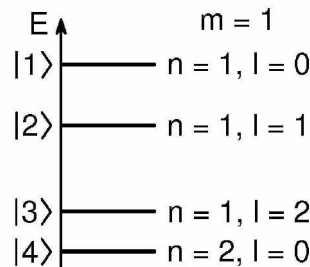


Рис. 2. Схема уровней размерного квантования дырок в цилиндрической квантовой точке с непроницаемыми границами

Зависимость энергетического расстояния между данными уровнями от размера квантовой точки учтем при помощи равенства $\rho_0(\Omega) = [y(\gamma_{l_n'}^2 - \gamma_{ln}^2)/(2m_d\Omega)]^{1/2}$. Тем самым мы согласуем изменение частоты внутризонного перехода в квантовой точке с изменением ее радиуса. Пусть материалом А двойной гетероструктуры является Si, а материалом В – SiO₂ (см. рис. 1).

На рис. 3 представлены зависимости скорости релаксации (12) от разности энергий $y\Omega$ нижайших начального ($|2\rangle = |111\rangle$) и конечного ($|1\rangle = |011\rangle$) состояний дырки.

В расчетах использовались следующие значения параметров: $\epsilon_d = 11.7$, $\epsilon_u = 2.87$, $m = 0.537m_e$, $m_d = 0.352m_e$, где m_e – масса свободного электрона. На рис. 4 показана скорость $W_b(\Omega)$ перехода $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ для различных концентраций свободных дырок. Видно, что взаимодействие электронной подсистемы квантовой точки с объемными плазмонными модами приводит к возникновению релаксационного окна, спектральное

положение которого зависит от концентрации легирующей примеси, а ширина определяется дисперсией плазмонных мод. Скорость релаксации в пределах данного окна практически не зависит от толщины b нелегированного слоя гетероструктуры, но весьма чувствительна к расстоянию a от квантовой точки до легированной подложки.

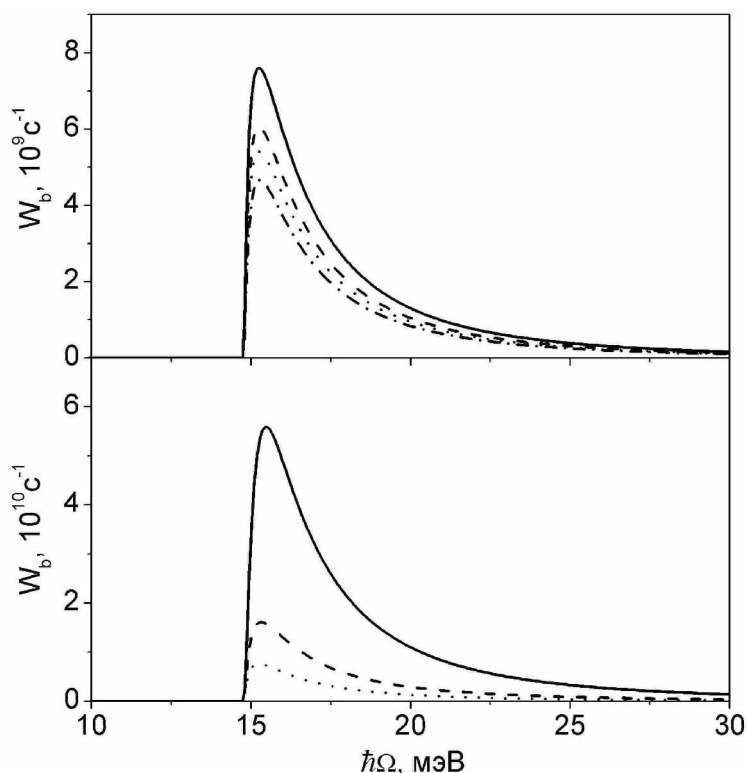


Рис. 3. Верхняя панель: скорость релаксации дырок $W_b(\Omega)$ для различных толщин нелегированного слоя b : сплошная линия – $b = 50$ нм, штриховая – $b = 60$ нм, пунктирная – $b = 70$ нм, штрихпунктирная линия – $b = \infty$. $a = 40$ нм. Нижняя панель: скорость релаксации дырок $W_b(\Omega)$ для различных расстояний a : сплошная линия – $a = 20$ нм, штриховая – $a = 30$ нм, пунктирная – $a = 40$ нм. $b = 50$ нм, $n_0 = 10^{18}$ см $^{-3}$

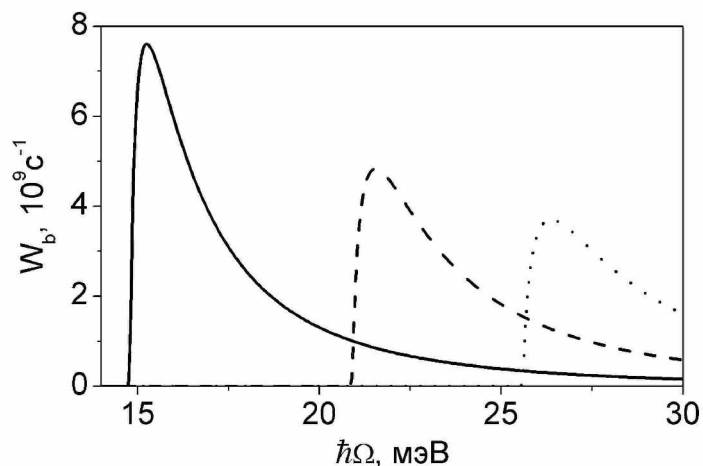


Рис. 4. Скорость релаксации $W_b(\Omega)$ для различных концентраций дырок n_0 : сплошная линия – $n_0 = 10^{18}$ см $^{-3}$, штриховая – $n_0 = 2 \times 10^{18}$ см $^{-3}$, пунктирная – $n_0 = 3 \times 10^{18}$ см $^{-3}$. $a = 40$ нм, $b = 50$ нм

На рис. 5 представлены зависимости пиковых значений спектров внутризонной релаксации, изображенных на рис. 4, от расстояния a между квантовой точкой и легированной областью гетероструктуры.

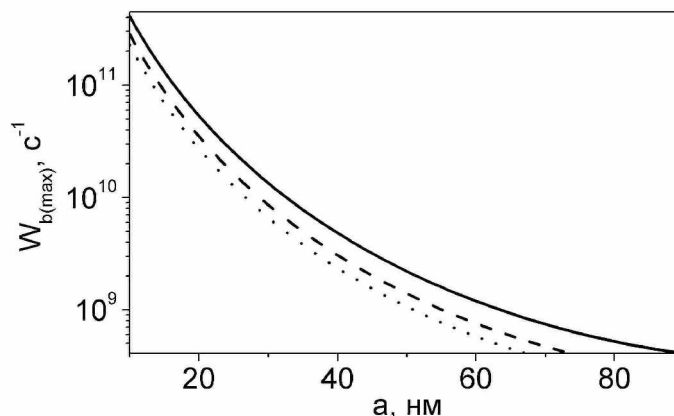


Рис. 5. Зависимость пиковых значений скоростей релаксаций от расстояния a между квантовой точкой и легированной областью гетероструктуры для различных концентраций дырок n_0 : сплошная линия – $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, штриховая – $n_0 = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, пунктирная – $n_0 = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. $b = 100 \text{ нм}$

Пиковое значение скоростей релаксации даже в случае $a = 80 \text{ нм}$ составляет величину порядка 10^8 с^{-1} . Поскольку данное значение сравнимо с характерными скоростями межзонной рекомбинации электронно-дырочных пар в квантовых точках, то рассматриваемый механизм может вносить существенный вклад в полную скорость дефазировки оптических переходов. При уменьшении величины a , т.е. при приближении квантовой точки к границе $z = 0$, скорости внутризонной релаксации составляют несколько единиц на 10^9 с^{-1} и достигают значений порядка 10^{11} с^{-1} при $a = 15 \text{ нм}$. Так как эти величины сопоставимы со скоростями, характерными для других механизмов релаксации [7, 20], то рассматриваемый механизм должен учитываться как при анализе оптических спектров реальных гетероструктур, так и при конструировании соответствующих нанoeлектронных приборов.

На рис. 6 приведены результаты расчета скорости релаксации $W_b(\Omega)$ для всевозможных переходов между четырьмя нижайшими состояниями размерного квантования дырки. Видно, что скорости релаксации для всех переходов (кроме перехода $|4\rangle \rightarrow |3\rangle$) превосходят скорость релаксации при переходе $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, а ширины соответствующих релаксационных окон оказываются больше. Таким образом, взаимодействие электронной подсистемы квантовых точек с объемными плазмонными модами легированных компонент гетероструктур приводит к энергетической релаксации носителей заряда с характерными скоростями порядка 10^{10} с^{-1} . Данная релаксация является эффективной в том смысле, что происходит за время, меньшее, чем типичное время излучательной рекомбинации электронов и дырок, которое составляет порядка 1 нс.

Если рассмотренный механизм релаксации является доминирующим, с его помощью можно управлять электронной динамикой квантовой точки. Подбирая соответствующим образом концентрацию свободных носителей заряда в легированной части гетероструктуры, можно реализовывать такую ситуацию, когда релаксационное окно будет находиться в резонансе либо вне резонанса с каким-либо внутризонным переходом квантовой точки. Таким образом, можно управлять населенностями как фотовозбужденного, так и более низкоэнергетического состояний квантовой точки.

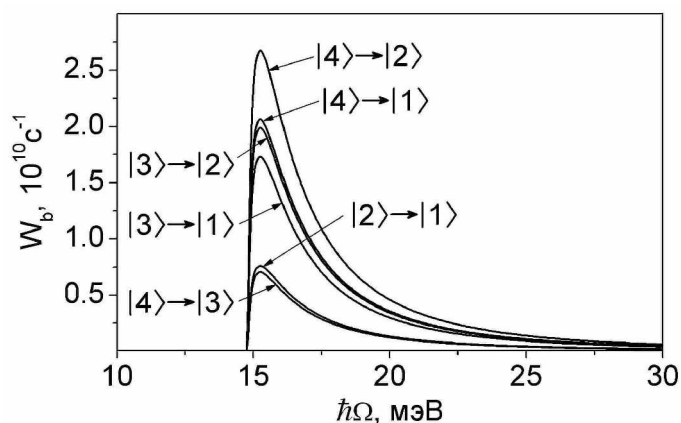


Рис. 6. Скорость релаксации $W_b(\Omega)$ для переходов между различными уровнями размерного квантования дырок. $a = 40$ нм, $b = 50$ нм, $n_0 = 10^{18}$ см $^{-3}$

Заключение

В рамках гидродинамического подхода в двойной гетероструктуре с плоскими границами раздела были найдены электрические поля, индуцируемые объемными плазмонными модами легированной части гетероструктуры. Показано, что взаимодействие с данными полями электронной подсистемы квантовой точки, расположенной в собственной части гетероструктуры, приводит к новому механизму внутризонной релаксации носителей заряда квантовой точки.

На примере Ge-квантовой точки цилиндрической формы, встроенной в двойную Si/SiO $_2$ /Air-гетероструктуру, была выполнена оценка скорости внутризонной релаксации, обусловленной новым механизмом, и произведен анализ ее зависимости от расстояния a между квантовой точкой и легированной подложкой, толщины b нелегированного слоя, а также концентрации легирующей примеси n_0 . Было показано, что для характерных концентраций $n_0 \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ рассматриваемый механизм является достаточно эффективным даже при $a = 80$ нм. Если же расстояние между легированным материалом и квантовой точкой составляет несколько десятков нанометров, то новый механизм релаксации может стать доминирующим. В этом случае появляется возможность с его помощью управлять электронной динамикой квантовой точки.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Фонд некоммерческих программ «Династия» за предоставление именного гранта в рамках программы поддержки аспирантов.

Литература

1. Guo L., Leobandung E., Chou S.Y. A silicon single-electron transistor memory operating at room temperature. // Science. 1997. V. 275. №5300. P.649–651.
2. Itakura T., Tokura Y. Dephasing due to background charge fluctuations. // Phys. Rev. B, 2003. V. 67. №16. P.195320–(1–9).
3. Yano K., Ishii T., Sano T., Mine T., Murai F., Hashimoto T., Koboyashi T., Kure T., Seki K. Single-electron memory for Giga-to-Tera bit storage. // Proc. IEEE, 1999. V. 87. №4. P.633–651.
4. Dutta M., Strosio M.A. Advances in semiconductor lasers and applications to optoelectronics. // Singapore: World Scientific, 2000.
5. Ignatiev I.V., Kozin I.E., Davydov V.G., Nair S.V., Lee J.-S., Ren H.-W., Sugou S., Masumoto Y. Phonon resonances in photoluminescence spectra of self-assembled quantum dots in an electric field. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. №7. P.075316–075326.

6. Li X-Q., Arakawa Y. Anharmonic decay of confined optical phonons in quantum dots. // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 57. №19. P.12285–12290.
7. Li X-Q., Nakayama H., Arakawa Y. Phonon bottleneck in quantum dots: Role of lifetime of the confined optical phonons. // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. №7. P.5069–5073.
8. Gindele F., Hild K., Langbein W., Woggon U. Phonon interaction of single excitons and biexcitons. // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. №4. P.R2157–R2160.
9. Baranov A.V., Davydov V., Ren H.-W., Sugou S., Masumoto Y. Phonon-enhanced intraband transitions in InAs self-assembled quantum dots. // *J. Lumin.*, 2000. V. 87–89. P.503–505.
10. Ignatiev I.V., Kozin I.E., Nair S.V., Ren H.-W., Sugou S., Masumoto Y. Carrier relaxation dynamics in InP quantum dots studied by artificial control of nonradiative losses. // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. №23. P.15633–15636.
11. Inoshita T., Sakaki H. Electron relaxation in a quantum dot: Significance of multiphonon processes. // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. №11. P.7260–7263.
12. Heitz R., Veit M., Ledentsov N.N., Hoffman A., Bimberg D., Ustinov V.M., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots. // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 56. №16. P.10435–10445.
13. Sercel P.C. Multiphonon-assisted tunneling through deep levels: A rapid energy-relaxation mechanism in nonideal quantum-dot heterostructures. // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 51. №20. P.14532–14541.
14. Schroeter D.F., Griffiths D.J., Sercel P.C. Defect-assisted relaxation in quantum dots at low temperature. // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. №3. P.1486–1489.
15. Li X-Q., Arakawa Y. Ultrafast energy relaxation in quantum dots through defect states: A lattice-relaxation approach. // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 56. №16. P.10423–10427.
16. Knipp P.A., Reinecke T.L. Classical interface modes of quantum dots. // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. №16. P.10310–10320.
17. Biese G., Schuller C., Keller K., Steinebach C., Heitmann D., Grambow P., Eberl K. Coupling of lateral and vertical electron motion in GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum wires and dots. // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. №15. P.9565–9567.
18. Zanier S., Guldner Y., Vieren J.P., Faini G., Cambriel E., Campidelli Y. Electron confinement potential in etched Si/SiGe quantum dots. // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 57. №3. P.1664–1667.
19. Bockelmann U., Egeler T. Electron relaxation in quantum dots by means of Auger processes. // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. №23. P.15574–15577.
20. Efros A.L., Kharchenko V.A., Rosen M. Breaking the phonon bottleneck in nanometer quantum dots: Role of Auger-like processes. // *Solid State Commun.* 1995. V. 93. №4. P.281–284.
21. Baranov A.V., Fedorov A.V., Rukhlenko I.D., Masumoto Y. Intraband carrier relaxation in quantum dots embedded in doped heterostructures. // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. №20. P.205318–(1–7).
22. Fedorov A.V., Baranov A.V., Rukhlenko I.D., Masumoto Y. New many-body mechanism of intraband carrier relaxation in quantum dots embedded in doped heterostructures. // *Solid State Commun.* 2003. V. 128. P.219–223.
23. Федоров А.В., Баранов А.В. Релаксация носителей заряда в квантовых точках с участием плазмон-фононных мод. // *ФТП.* 2004. Т. 38. №3. С. 1101–1109.
24. Ritchie R.H., Wilems R.E. Photon-plasmon interaction in nonuniform electron gas. I. // *Phys. Rev.* 1969. V. 178. №1. P.372–381.
25. Harris J. Surface-plasmon dispersion: A comparison of microscopic and hydrodynamic theories // *Phys. Rev. B.* 1971. V. 4. №4. P.1022–1027.
26. Kleinman L. Improved hydrodynamic theory of surface plasmons. // *Phys. Rev. B.* 1973. V. 7. №6. P.2288–2292.

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА И УСЛОВИЙ СИНТЕЗА КЕРАМИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ

Е.Б. Качер, Д.В. Кремнев*, Г.А. Мищенко*, М.А. Радин*

*(Санкт-Петербургский государственный технологический институт)

Научный руководитель – доктор химических наук, профессор А.А. Слободов
(Санкт-Петербургский государственный технологический институт)

В работе рассматривается исследование процесса синтеза керамических изделий с помощью метода термодинамического моделирования фазовых и химических равновесий в широком диапазоне параметров состояния.

Введение

Керамическая плитка – это композиционный материал, состоящий из черепка, глазурного покрытия и ангобирующего слоя [1], каждый из которых, в свою очередь, состоит из ряда химических соединений, способных реагировать между собой. Таким образом, процесс синтеза керамических изделий является сложным процессом, в ходе которого протекают фазовые и химические превращения. В силу того, что состав исходного сырья может быть различным, встает задача прогнозирования характеристик готового изделия и обеспечения качества в соответствии с принятыми нормами.

Решение данной задачи обычно осуществляется практическими методами, в частности, методом математического планирования эксперимента. Однако этот подход имеет ряд недостатков. Он является трудоемким даже для ограниченного диапазона составов, а учет колебания характеристик исходного сырья делает его применение еще более трудным.

Применение методов термодинамического моделирования фазово-химического состава многокомпонентных систем позволяет расчетным путем исследовать процессы, протекающие при синтезе плитки. Разработанный нами метод не имеет ограничений на количество компонентов и диапазон параметров состояния исследуемых систем.

Основная часть

Как известно, любая многокомпонентная система при постоянных параметрах состояния стремится прийти в более устойчивое состояние из менее устойчивого. Устойчивое состояние характеризуется минимумом свободной энергии системы. Например, для наиболее распространенных изобарно-изотермических условий эту роль играет энергия Гиббса.

В системе, находящейся первоначально в неравновесном состоянии, могут протекать различные химические реакции, в результате которых могут образовываться различные химические вещества.

Общая энергия Гиббса системы складывается из энергий Гиббса всех веществ, которые в нее входят [2]. Другими словами, она является функцией числа молей входящих в нее веществ, а также давления и температуры.

$$G = F(n_1, n_2, \dots, n_N, P, T). \quad (1)$$

В итоге, при заданных параметрах состояния в системе образуются такие вещества и в таких количествах, при которых энергия системы становится минимальной. Задача заключается в том, чтобы определить, что это за вещества и каковы их количества. Для этого нужно найти минимум функции, выражающей энергию Гиббса системы.

Так как в точке минимума функции многих переменных частные производные по всем переменным обращаются в ноль, то составим систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial G}{\partial n_1} = 0, \\ \frac{\partial G}{\partial n_2} = 0, \\ \dots \\ \frac{\partial G}{\partial n_N} = 0. \end{array} \right. \quad (2)$$

Так как $G(n_1, \dots, n_N)$ – экстенсивная функция, которая является однородной функцией первого порядка, то по теореме Эйлера имеем:

$$G = \sum_{i=1}^N \frac{\partial G}{\partial n_i} n_i. \quad (3)$$

С другой стороны, из определения химического потенциала

$$\mu_i = \frac{\partial G}{\partial n_i}. \quad (4)$$

В нашем случае на решение задачи накладываются условия материального баланса: количество вещества в системе должно оставаться постоянным. Поэтому в общем случае решение системы (2) не позволяет найти равновесный состав системы.

Это можно пояснить на примере. Рассмотрим систему, образованную из двух химических веществ: SO_2 и N_2 . Эта система состоит из трех химических элементов: S, O и N. В результате взаимодействия из этих веществ могут образоваться любые вещества, состоящие из этих трех элементов: оксиды серы и азота, соединения серы и азота и, наконец, соединения серы, азота и кислорода. Составим матрицу $\{a_{i,j}\}_{M \times N}$ материального баланса для этих веществ (рис. 1).

	S	O	N
SO_2	1	2	0
SO	1	1	0
N_2O	0	1	2
NO	0	1	1
NO_2	0	2	1
N_2O_5	0	5	2
...
n, моль	n_1^0	n_2^0	n_3^0

Рис. 1. Матрица материального баланса

Таким образом, материальный баланс системы можно записать в виде

$$\sum_{i=1}^N a_{i,j} n_i = b_j^0, \quad j \in 1:M, \quad (5)$$

где b_j^0 – количество молей элемента j , которое определяется количеством веществ, из которых первоначально состояла система, M – количество химических элементов в системе.

Кроме того, на решение задачи накладывается еще одно условие: равновесные количества веществ не должны быть отрицательными. С учетом уравнений (3)–(5) система уравнений и неравенств примет вид

$$\begin{cases} G \rightarrow \min, \\ \sum_{i=1}^N a_{i,j} n_i = n_j^0, \quad j \in 1:M \\ n_i \geq 0. \end{cases} \quad (6)$$

Решив систему (6), мы сможем определить количества веществ, образующихся в системе, когда она приходит в состояние равновесия. В общем случае [2] химический потенциал представляется как

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln(\gamma_i x_i), \quad i \in 1:N. \quad (7)$$

Рассмотрим случай, когда вещества в системе существуют в индивидуальном состоянии, т.е. не растворяются друг в друге. В этом случае в уравнении (7) второй член станет равен нулю, и химический потенциал любого вещества в системе будет равен его энергии Гиббса. Назовем расчет равновесного состава системы, состоящей из индивидуальных веществ, фазовым расчетом.

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \mu_i n_i \rightarrow \min, \\ \sum_{i=1}^N a_{i,j} n_i = b_j^0, \quad j \in 1:M, \\ n_i \geq 0. \end{cases} \quad (8)$$

Фазовый расчет системы (8) сводится к решению задачи линейного программирования и осуществляется с помощью симплекс-метода [3]. Сущность метода заключается в определении коэффициентов функции в области, определяемой набором равенств и неравенств, таким образом, чтобы значение функции было минимальным. В результате этого расчета будем иметь набор n_i , т.е. равновесные количества веществ в системе.

В случае, когда вещества в системе образуют растворы, необходимо учитывать их активности при расчете химического потенциала.

Для учета условий материального баланса воспользуемся методом Лагранжа [4], при котором задача условной минимизации функции сводится к минимизации функции Лагранжа. В нашем случае для минимизации функции (1) при условиях (5) функция Лагранжа имеет вид

$$L(n_1, \dots, n_N, \lambda_1, \dots, \lambda_M) = G(n_1, \dots, n_N) + \sum_{j=1}^M \lambda_j \left(\sum_{i=1}^N a_{i,j} n_i - n_j^0 \right) \rightarrow \min(\{n_i\}, \{\lambda_j\}). \quad (9)$$

Взяв частные производные функции (9) по всем переменным, получим систему:

$$\begin{cases} \mu_i + \sum_{j=1}^M a_{i,j} \lambda_j = 0, \quad i \in 1:N, \\ \sum_{i=1}^N a_{i,j} n_i = n_j^0, \quad j \in 1:M, \\ n_i \geq 0, \quad i \in 1:N. \end{cases} \quad (10)$$

С учетом того, что компоненты системы являются подмножеством веществ, способных образоваться в системе, в матрице $\{a_{ij}\}_{M \times N}$ можно выделить единичную матрицу $M \times M$ (рис. 2). В этом случае из первых уравнений системы (10) для этих M веществ можно найти выражение для переменных λ_j . Получим:

$$\lambda_j = \mu_j, \quad j \in 1:M. \quad (11)$$

	SO ₂	FeO	O ₂
SO ₂	1	0	0
FeO	0	1	0
O ₂	0	0	1
...

Рис. 2. Единичная матрица

Обозначим за N число внебазисных веществ системы. Тогда общее число веществ будет $M+N$ (ранее обозначалось как N), и система (10), с учетом (11), примет вид

$$\begin{cases} \mu_{M+i} = \sum_{j=1}^M a_{i,j} \mu_j, & i \in 1:N, \\ n_j + \sum_{i=1}^M a_{i,j} n_{M+i} = n_j^0, & j \in 1:M, \\ n_i \geq 0, & i \in 1:M+N. \end{cases} \quad (12)$$

Таким образом, исходная задача свелась к системе, из которой исключены множители Лагранжа. Подставив в систему (12) выражение (7) для химического потенциала, получим:

$$\begin{cases} \mu_{M+i} + RT \ln(\gamma_{M+i} x_{M+i}) = \sum_{j=1}^M a_{i,j} (\mu_j^0 + RT \ln \gamma_j x_j), & i \in 1:N, \\ n_j + \sum_{i=1}^M a_{i,j} n_{M+i} = n_j^0, & j \in 1:M, \\ n_i \geq 0, & i \in 1:M+N \end{cases} \quad (13)$$

Алгоритм решения сводится к следующему. С помощью фазового расчета определяют количество и состав фаз, из которых будет состоять система. Далее численно решается система (13) методом Ньютона. При ее составлении учитывается, что в системе существуют фазы, полученные на первом этапе расчета, а остальные химические вещества, способные образоваться в системе, могут существовать в растворенном виде в этих фазах. В результате получим набор $n_i, i = 1 \dots N$ – количество каждого вещества, образующегося в системе, когда она приходит в состояние равновесия.

Заключение

В работе найден универсальный и эффективный метод расчета равновесного состава многокомпонентных систем в широкой области параметров состояния. Данный метод не имеет ограничений на количество веществ в системе и ее фазовый состав.

С помощью термодинамического моделирования химических и фазовых превращений может быть решена задача исследования и оптимизации условий синтеза керамических изделий.

Данный метод был проверен на подобных задачах для расчета широкого класса неорганических систем. К ним относятся стекла, огнеупоры, люминофорные композиции, различные водные и другие системы.

Результаты расчетов позволили глубже понять протекающие в этих системах процессы, найти способы влияния на них и условия их оптимального проведения.

Литература

1. Нестерцов А.И. Подглазурный ангоб для керамических облицовочных плиток. // Стекло и керамика. 2004. № 12. С. 18–19.
2. Барри Т. Прикладная химическая термодинамика. М.: Мир, 1988. 507 с.
3. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация: Пер. с англ. / Под ред. А.А. Петрова. М.: Мир, 1985. 509 с.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). М.: Наука, 1984. 831 с.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ ПОВЕДЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ В УСЛОВИЯХ СИНТЕЗА

В.С. Бабкин*, Е.Б. Качер, Д.В. Кремнев*, А.В. Мищенко*

***(Санкт-Петербургский государственный технологический институт)**

Научный руководитель – доктор химических наук, профессор А.А. Слободов

(Санкт-Петербургский государственный технологический институт)

В работе предлагается использовать метод термодинамического моделирования для оптимизации состава и технологии производства ангоба, применяемого в облицовочной керамической плитке, с целью получения необходимых в производстве свойств. Достоинства данного подхода демонстрируются на примере моделирования системы периклазуглеродистого композита в условиях эксплуатации.

Введение

На современном уровне развития науки и технологии все более насущным становится вопрос об исследовании сложных многокомпонентных и гетерофазных систем. Зачастую экспериментальный подход в исследовании таких вопросов оказывается неэффективным, так как он сопряжен с большими техническими трудностями (многокомпонентность, большой температурный диапазон) [1].

В последнее время, в связи с бурным развитием компьютерных технологий, все более широкое применение в решении подобных задач находят методы математического моделирования, основанные на термодинамическом подходе. Результаты моделирования позволяют предсказать технологические последствия изменения параметров синтеза и эксплуатации самых сложных систем, а также оптимизировать параметры с целью улучшения свойств конечных продуктов производства [2].

В данной работе предлагается применить методы термодинамического моделирования для оптимизации технологии изготовления керамической плитки для внутренней облицовки стен методом полусухого прессования с последующей сушкой, двукратным обжигом, ангобированием и глазурированием. Основной целью исследования является нахождение оптимального состава и технологии изготовления (в рамках возможностей конкретного производства) с целью получения продукции с заданными эксплуатационными свойствами.

Состав и технология производства облицовочной керамической плитки

Сырьевые материалы, используемые в керамической промышленности, являются главным образом неорганическими, неметаллическими, кристаллическими твердыми материалами, образовавшимися в результате сложных геологических процессов. Их керамические свойства определяются кристаллической структурой и химическим составом их основной составляющей, а также природой и количеством присутствующих сопутствующих минералов.

Основой любого керамического изделия, к которым относится и облицовочная плитка, является черепок. С точки зрения физической химии черепок является сложной многокомпонентной и гетерофазной системой, состоящей из стеклообразной, кристаллической и газовой фаз. Количественное соотношение этих фаз представляет собой фазовый состав черепка, определяющий его физико-технические свойства (механическая прочность, водопоглощение, термостойкость и др.). Технология изготовления формирует строение керамического черепка. Под строением подразумевают взаимное сочетание и распределение кристаллической, стекловидной (аморфной) и газовой (т.е. пор) фаз, их физико-химическую природу и количественное соотношение. Основным сырьем для изготовления черепка являются местные глины и каолины,

имеющие в зависимости от особенностей месторождения самый разнообразный состав и структуру [3].

Чтобы сделать керамическое изделие полностью атмосфероустойчивым, химически стойким, с легко очищаемой поверхностью и придать им лучший внешний вид, их покрывают глазурью. Глазурь представляет собой стекловидное вещество, затвердевающее из расплавленного состояния на поверхности черепка в виде пленки толщиной 0.1–0.3 мм. Изменение свойств стекловидной пленки глазури в зависимости от температуры подчиняется законам, общим для всех стекол. Однако глазурная пленка сильно отличается от обычного стекла, так как при плавлении она входит во взаимодействие с черепком изделия, образуя промежуточный слой. Образование этого слоя неизбежно из-за значительной разницы химических составов глазури и черепка. Этот слой имеет очень важное значение в формировании физико-технических свойств готовых глазурованных изделий. Так как механические свойства черепка и глазури очень сильно различаются, то при непосредственном контакте глазури с черепком в процессе эксплуатации возникают сильные механические напряжения внутри готового изделия, что может приводить к растрескиванию плитки. Кроме этого, при производстве керамической плитки черепок, как правило, получается темным, что влечет за собой повышенный расход дорогостоящей глазури [4].

Для решения этих проблем в процесс производства керамической плитки вводится дополнительный третий слой – ангоб. По своим механическим характеристикам ангоб занимает промежуточное положение между черепком и глазурью и позволяет уменьшить механические напряжения между черепком и глазурью. Кроме этого, ангоб позволяет уменьшить расход глазури на заглаживание темной основы черепка. В процессе обжига, в отличие от глазури, ангоб не расплавляется, а лишь спекается с поверхностью изделия [5].

Необходимость приведения в соответствие температуры спекания ангоба и температуры разлива глазури, а также более высокие требования к реологическим свойствам ангобного шликера (хорошая текучесть при достаточно высокой плотности) приводит к тому, что для изготовления ангоба необходимо использовать многокомпонентные составы с использованием легкоспекающихся материалов.

Оптимизация свойств и состава ангоба

Оптимизация состава ангоба и технологии его приготовления подразумевает снижение механических напряжений в готовой керамической плитке и снижение расхода дорогостоящей глазури. При разработке составов ангобов необходимо придерживаться достаточно узких рамок по физико-механическим свойствам обожженных ангобных масс, а также готовых плиток с покрытием. Так как основной состав ангоба в производстве чаще всего уже задан, то изменение физико-химических и механических свойств ангоба достигается либо относительно небольшими химическими добавками, либо небольшими изменениями технологического процесса, либо и тем и другим. С целью оптимизации состава ангоба и технологического процесса обычно используется методика, при которой фиксируется состав и свойства глазури и черепка, а параметры ангоба (состав и технология) варьируются в заданных пределах (возможности конкретного производства).

В данной работе для оптимизации свойств и состава ангоба нами предлагается использовать метод термодинамического моделирования фазово-химического состава многокомпонентных систем в широкой области параметров состояния [6]. Основная идея метода состоит в том, что состояние равновесия любой системы характеризуется минимумом некоторой энергии этой системы. Следовательно, поиск состояния системы равновесия эквивалентен поиску минимального значения соответствующей термодинамической функции (энергии). Поэтому решение задачи сводится, во-первых, к на-

хождению выражения зависимости энергии системы от ее состава и параметров состояния, а во-вторых, к нахождению минимума этой функции при наложении на систему (а, следовательно, и функцию) всех необходимых ограничений.

В качестве такой энергетической функции вводится (если превращения в системе, т.е. переход к равновесию, осуществляется в условиях постоянства температуры и давления) понятие свободной энергии Гиббса системы, которая является функцией соответствующих параметров состояния:

$$G = F(T, p, n_1, \dots, n_k),$$

где p – давление, T – температура, n_i – концентрация i -го компонента системы (k – количество компонентов системы).

Задача сводится к нахождению минимума этой функции с учетом накладываемых дополнительных естественных условий (таких, например, как материальный баланс каждого вещества).

Основными этапами работы, как нам представляется, будут:

1. разработка физико-химической модели процессов, протекающих в условиях синтеза керамических изделий;
2. расчет, с использованием данной модели, физико-химических характеристик (детального фазового и химического состава) в некоторой области параметров состояния (температур, составов) и их сопоставление с эксплуатационными свойствами керамики при заданных составе и технологии изготовления;
3. сравнение характеристик керамической плитки, полученных расчетным путем, с реальными характеристиками;
4. оптимизация химического состава и технологии процесса изготовления с целью обеспечения необходимых технических и эксплуатационных характеристик.

Разрабатываемая в процессе работы физико-химическая модель позволит определить оптимальные (с точки зрения решения указанных проблем) составы и условия синтеза ангоба и керамической плитки в целом. Для проверки адекватности модели оптимизированные составы и технологии будут апробироваться в промышленных условиях Никольского керамического завода (Ленинградская обл.).

Применение метода термодинамического моделирования к системе периклазуглеродистого композита в условиях эксплуатации

В качестве примера применения метода термодинамического моделирования нами рассматривается моделирование и расчет химических и фазовых превращений, происходящих в толще и порах периклазового карбонированного материала, на основе принципа минимизации энергии Гиббса [7].

Полученные результаты позволяют выявить пути, определяющие эволюцию фазового и химического состава огнеупора и газообразной среды в зависимости от температуры и степени взаимодействия материала с окружающей атмосферой.

Экспериментальные данные о поведении периклазуглеродистых композитов свидетельствуют о протекании различных взаимосвязанных фазовых и химических превращений, существенно зависящих от исходных условий: состава огнеупора, окружающей газовой атмосферы, температуры и др. Однако сведения эти недостаточно полны и противоречивы. Это и неудивительно: сегодняшний уровень экспериментальных исследований не позволяет получить достоверную детальную информацию обо всем многообразии процессов, протекающих, как правило, в условиях высоких температур.

Анализ типичных условий синтеза и эксплуатации огнеупора позволяет вполне обоснованно предполагать, учитывая достаточную длительность высокотемпературного воздействия, что указанные превращения протекают обратимо и система на различных стадиях технологического процесса находится в равновесном состоянии или близ-

ком к нему. В связи с этим использование термодинамического подхода к исследованию рассматриваемых систем является правомочным.

Моделирование и расчет как фазовых, так и химических превращений осуществлен на основе специально разработанного комплекса методов, реализованных в программно-информационной системе, включающей компьютерную реализацию методов решения поставленной задачи и соответствующую базу стандартных термодинамических данных. Ее отличительной особенностью является то, что программный комплекс рассчитывает не отдельные взаимодействия, а описывает (в соответствии с вышеприведенной методологией моделирования) весь комплекс взаимосвязанных реакций и веществ в зависимости от параметров состояния (температуры, давления, состава).

Как пример результата моделирования рассмотрим распределение температуры по толщине материала. На рисунке представлено распределение температуры по толщине карбонированного периклазового материала, полученное с использованием программы KOSMOS, предназначенной для расчета термических напряжений в зависимости от температуры, геометрических форм и теплофизических характеристик объекта. Температура на горячей поверхности кирпича принята равной 1680°C при средней теплопроводности $12 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$. Схематически изображены зоны с преобладающими газами.

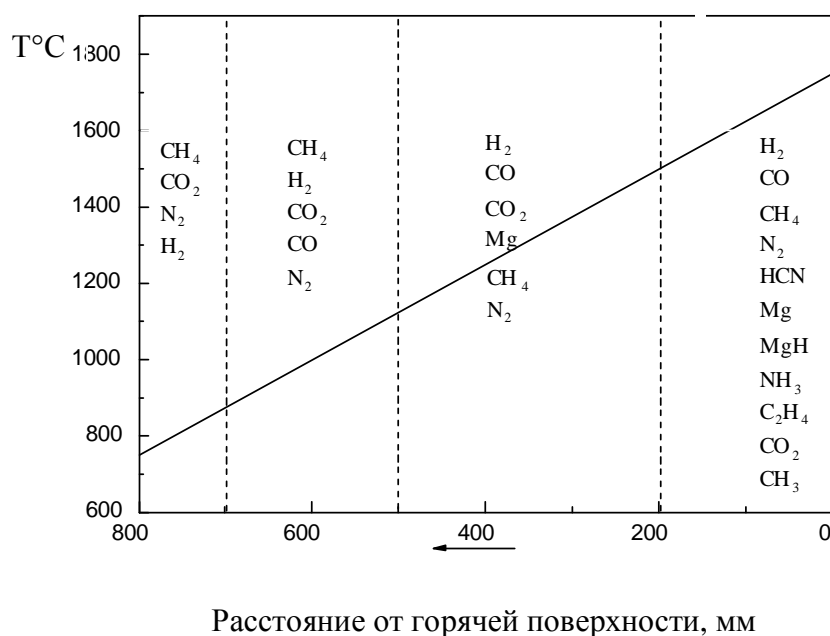


Рис. Схема распределения температуры по толщине огнеупора состава MgO-C и преобладающих газов в объеме его пористой структуры

Заключение

В работе рассмотрены методы термодинамического моделирования для оптимизации технологии изготовления керамической плитки для внутренней облицовки стен, с целью нахождения оптимального состава и технологии изготовления (в рамках возможностей конкретного производства) для получения продукции с заданными эксплуатационными свойствами. В качестве примера использования метода термодинамического моделирования приведено моделирование и расчет химических и фазовых превращений, происходящих в толще и порах периклазового карбонированного материала, на основе принципа минимизации энергии Гиббса.

Литература

1. Барри Т. Прикладная химическая термодинамика. М.: Мир, 1988. 507 с.
2. Джонсон Д. Термодинамические аспекты неорганической химии. М.: Мир, 1985. 328 с.
3. Волкова Ф.Н. Общая технология керамических изделий. М.: СтройИздат, 1989. 240 с.
4. Августиник А.И. Керамика. Л.: СтройИздат, 1975. 380 с.
5. Нестерцов А.И. Подглазурный ангоб для керамических облицовочных плиток. // Стекло и керамика, 2004. 12. С. 18–19.
6. Слободов А.А., Крицкий А.В., Зарембо В.И., Пучков Л.В. Термодинамический анализ химических взаимодействий хрома с водными растворами // ЖПХ. 1993. №1. С. 47–57.
7. Суворов С.А., Можжерин А.В., Сакулин А.В., Слободов А.А., Зубкова М.Ю. Влияние параметров состояния на фазовые превращения карбонированных периклазовых огнеупоров // Новые огнеупоры. 2004. № 1. С. 21–30.

1. Биомедицинские технологии и томография	3
Пушкарева А.Е. Моделирование воздействия низкоинтенсивного излучения He-Ne лазера на кожу и жировую ткань	3
Богатырева В.В. Влияние низкоинтенсивного лазерного излучения на живые клетки	10
Рассадина А.А. Экспериментальные исследования хаотических процессов при движении воздуха в дыхательной системе	18
Скалацкая И.Е. Оптические константы чистой воды	25
Смолянская О.А. Численная оптимизация оптической модели жировой ткани	33
Стражмейстер И.Б. Термодинамическая оценка энергоинформационного влияния творческого процесса на человека	39
Серегин А.Н. Система управления учебным ЯМР-томографом	49
Бочков Н.И., Гальчинский В.В. Построение карты постоянного магнитного поля томографа	52
2. Физическая оптика	55
Степанов А.Н. Термоиндуцированные линзы в твердотельных лазерах с продольной полупроводниковой накачкой	55
Сибгатуллин М.Э. (Казанский государственный университет). Восстановление формы спектрального контура с использованием дискретного вейвлет-анализа	61
Златов А.С., Кушнарченко А.П. (Санкт-Петербургский государственный университет). Исследование параметров полупроводниковых лазеров	67
Тесовская Е.С. Спектральные свойства электрона в периодически соединенных волноводах	77
Пасяда А.В. Распознавание глубины изображения по затенению и поляризации ...	81
Новиков А.А. Анализ точных и приближенных методов решения обратной задачи эллипсометрии для неоднородных поверхностных слоев	87
Ворона А.М. Экспериментальное исследование погрешности авторефлексионных измерений вследствие виньетирования	94
Киселев Ал.С., Киселев Ан.С. Поляризация излучения при релятивистском механизме рассеяния	98
Майорова О.В. Исследование возможности восстановления интерференционного поля с двухэкспозиционной голограммы освещением со стороны объекта	103
Слугин В.В. Использование фазово-контрастного метода Цернике в системах лазерной маркировки изделий	108
Ермолаева Е.В. Исследование временной ВКР-компрессии широких лазерных пучков фемтосекундной длительности	112
Коротков П.А. О передаточном функционале в теории линейной пространственной фильтрации когерентного излучения	116
Асеев В.А., Жукова М.Н., Федорова Е.М. Влияние концентрации активаторов на вероятность безызлучательного переноса энергии в высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стеклах	123

3. Оптотехника и оптическое приборостроение	129
Иванов А.Н. Исследование дифракции на «зеркальной» апертуре для контроля геометрических параметров объектов	129
Егоров А.Г. Тестирование и усовершенствование метода Бесселя для изменения фокусных расстояний объективов	134
Куликов А.Н. Контроль оптики микрообъективов на интерферометре бокового сдвига по схеме Ронки.....	139
Погумирский М.В., Пруненко Е.К. Ограничения, возникающие при использовании стекол с низкой дисперсией показателя преломления в очковой оптике.....	143
Араканцев К.Г. Исследование методических погрешностей двухкоординатного оптико-электронного датчика контроля положения объектов	151
Буданова А.Ю., Неронова Е.О. Модуляция сигнала в волоконно-оптическом гироскопе	157
Калиниченко Ю.Н. Выбор оптимального режима работы спектрального источника на безэлектродной газоразрядной лампе	162
Калиниченко Ю.Н., Чертов А.Н. Исследование четырехкомпонентной оптической системы в фотометрическом канале рентгенолюминесцентного сепаратора алмазного сырья ЛС-20-07	166
Виноградова О.А., Точилина Т.В. Система переменного увеличения осветительного устройства микроскопа.....	173
Киселев Ал.С., Киселев Ан.С. О проблеме точности сборки и юстировки оптических прицелов.....	180
Буданова А.Ю., Неронова Е.О. Расчет спектра оптических мод и восстановление профиля показателя преломления интегрально-оптических волноводов.....	187
Стороженко А.И. Пересчет координат цветности из системы цветов колориметра в систему XYZ	196
Ландорф А.В., Соловьев Д.В., Фролков В.Н. Методы контроля передаточных характеристик волоконных световодов.....	201
Ландорф А.В., Соловьев Д.В., Фролков В.Н. Оптический рефлектометр как устройство для измерения затухания в оптическом волокне.....	208
Волкова М.А. Ложные структуры в телевизионном канале микроскопа	214
Ле Зуй Туан. Разработка алгоритмического и программного обеспечения для установки контроля качества изображения объектива	221
Син Сянмин. Определение параметров контрольного элемента углоизмерительной ОЭС с избирательной инвариантностью.....	230
Ежова К.В. Математическое моделирование фотограмметрической дисторсии	235
Калинин А.А., Калинин К.Ю. Методика расчета первичной оптики полупроводниковых излучающих диодов для обеспечения заданного светораспределения.....	240
Смирнова Е.В. Расчет погрешности фокусных расстояний двухлинзовых склеенных объективов с учетом клея методом статистических испытаний.....	246
Богатинский Е.М. Исследование влияния внешних условий на погрешность позиционирования относительно плоскости в оптико-электронной системе управления строительной техникой	251
Беляев Ю.В. Повышение глубины резкости оптических систем с использованием технологии кодирования волнового фронта.....	258

Тахистов Ф.Ю. Методика выбора конструктивных и режимных параметров термоэлектрического термостата с неизотермической камерой	263
4. Физика твердого тела и материаловедение.....	268
Новиков Б.Ю. Локальная аморфизация стеклокерамики излучением YAG: Nd-лазера	268
Рыженков В.С. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)). Оптическая стеклокерамика на основе фторсодержащих силикатных стекол, активированных редкоземельными элементами	275
Ульяшенко А.М. Поляризованная люминесценция ионов переходных металлов в стеклокристаллических материалах.....	283
Асеев В.А., Губанов К.О., Ульяшенко А.М. Влияние мощности накачки на спектрально-люминесцентные характеристики высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол.....	289
Андреев М.А. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)). Гидротермальный синтез нанокристаллов в системе $ZrO_2-Eu_2O_3$	295
Есикова Н.А. Пористые стекла как функциональный элемент микрофлюидных чипов	303
Власова А.Н. (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет), Титов И.Н. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт). Пространственное распределение ионов Tb во фтороалюминатных стеклах.....	312
Костюк Г.К., Рачинская А.Н. Лазерная модификация структуры фотоситаллов... ..	316
Игнатьев А.И., Цыганкова Е.В. Особенности травления лазерного кристалла $LiYF_4$ в растворах HCl.....	320
Частин Д.Е. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)). Разработка низкотемпературного метода синтеза сегнетоэлектрических материалов разной дисперсности системы $(Bi_{1-x}La_x)_4Ti_3O_{12}$, исследование структуры полученных материалов	325
Гортинская Л.В. О существовании резонансов в слабо связанных магнитных нанослоях.....	335
Якушин И.В. (Самарский государственный архитектурно-строительный университет). Минеральные реомодификаторы цементных композиций.....	344
Кручинин С.Ю. (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова). Фотофизический механизм выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения системы «квантовые точки-матрица»: квантоворазмерный эффект Штарка	351
Рухленко И.Д. (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова). Релаксация носителей заряда в квантовых точках с участием объемных плазмонных мод легированных компонент гетероструктур	362
Качер Е.Б., Кремнев Д.В, Мищенко А.В., Радин М.А. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт). Исследование и оптимизация состава и условий синтеза керамических изделий.....	373
Бабкин В.С., Качер Е.Б., Кремнев Д.В, Мищенко А.В. (Санкт-Петербургский государственный технологический институт). Термодинамический подход к исследованию поведения керамических изделий в условиях синтеза	378

Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 26. Исследования в области приборостроения. / Главный редактор д.т.н., профессор В.Н. Васильев – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. 386 с.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО
Выпуск 26

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

Главный редактор
д.т.н., профессор В.Н. Васильев
Научный редактор выпуска
д.т.н., профессор В.Л. Ткалич
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 01.07.2006
Заказ 956. Тираж 100 экз.