

**Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева  
Национальной академии наук Кыргызской Республики**

ISSN 1694-6634

[www.iopjournal.org](http://www.iopjournal.org)

эл. почта: [info@iopjournal.org](mailto:info@iopjournal.org)

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ

# ФИЗИКА

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

*2022, №2*

**Кыргызстан, г. Бишкек**

## НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ ФИЗИКА

### Учредитель:

Институт физики им. академика  
Ж. Жеенбаева Национальной  
академии наук Кыргызской  
Республики

Журнал зарегистрирован в  
Министерстве юстиции  
Кыргызской Республики.  
Свидетельство о регистрации  
№1418 от 13 июня 2008г.  
**ISSN 1694-6634**

### Редакционная коллегия:

Главный редактор, д. ф.-м. н., член-  
корр. НАН КР **Жеенбаев Н. Ж.**  
Зам. главного редактора, д. ф.-м. н.,  
профессор **Касмамытов Н. К.**  
Ответственный секретарь,  
к. ф.-м. н., с. н. с. **Ласанху К. А.**

### Члены редколлегии:

А. А. Кутанов	Академик НАН КР	(Кыргызстан)
Т. С. Рамазанов	Академик НАН РК	(Казахстан)
М. М. Кидибаев	Академик НАН КР	(Кыргызстан)
Э. М. Мамбетакунов	Член-корр. НАН КР	(Кыргызстан)
Б. В. Шульгин	д. ф.-м. н., профессор	(Россия)
Т. Н. Нурахметов	д. ф.-м. н., профессор	(Казакстан)
С. Джуманов	д. ф.-м. н., профессор	(Узбекистан)
М. Имаев	д. ф.-м. н., профессор	(Россия)
А. А. Назаров	д. ф.-м. н., профессор	(Россия)
В. Н. Фоломеев	д. ф.-м. н., профессор	(Кыргызстан)
Р. М. Султаналиева	член-корр. НАН КР	(Кыргызстан)
Н. К. Джаманкызов	д. ф.-м. н., профессор	(Кыргызстан)
Г. Дж. Кабаева	д. ф.-м. н., профессор	(Кыргызстан)
А. Т. Татыбеков	д. т. н.	(Кыргызстан)
В. Ю. Иванов	к. ф.-м. н.	(Россия)
К. Х. Хайдаров	к. ф.-м. н.	(Кыргызстан)
К. К. Талыпов	к. т. н.	(Кыргызстан)
Дж. А. Исмаилов	к. т. н.	(Кыргызстан)
Б. Б. Саякбаева	к. ф.-м. н.(техн. секр-рь)	(Кыргызстан)

### Адрес редакции:

720071, Кыргызская Республика,  
г. Бишкек, проспект Чуй, 265-а

Тел.: +(312) 64-62-90  
Факс: +(312) 43-11-69, 43-11-71  
E-mail: MegaCom17@mail.ru



**ЖЕЕНБАЕВ НУРБЕК  
ЖАНЫБЕКОВИЧ**

**доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент Национальной академии наук**

5 февраля 2022 года Н.Ж. Жеенбаеву исполнилось 60 лет.

Н. Ж. Жеенбаев родился в 1962 году в г. Бишкеке, окончил Кыргызский государственный университет им. 50-летия СССР, физический факультет, кафедру экспериментальной физики в 1984 году. В 1986-1989 гг. обучался в аспирантуре Кыргосуниверситета.

С 1990 года Н. Ж. Жеенбаев работает в должности младшего научного сотрудника лаборатории «Спектроскопия плазмы» Института физики АН Кыргызской ССР, затем научным сотрудником. В 1992 году Н.Ж. Жеенбаев защищает кандидатскую диссертацию и продолжает работать в Институте физики в должности научного сотрудника и затем старшего научного сотрудника до марта 1995 года.

Н. Ж. Жеенбаев имеет большой опыт дипломатической работы. С марта 1995 года по октябрь 2010 года находился на государственной службе в системе

Министерства иностранных дел Кыргызской Республики. В МИД КР работал в должности 1-го секретаря Управления международных организаций, замначальника, начальника УМО, начальника отдела МБ. С 1998 г. по 2001 г. работал советником-посланником Посольства КР в США. 2002-2004 гг. работал в Администрации Президента Кыргызской Республики референтом, экспертом отдела внешней политики. 2004-2010 гг. – Постоянный Представитель Кыргызской Республики при ООН.

В ноябре 2010 года возвращается на работу в Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР, который стал право приемником Института физики НАН КР, сначала на должность старшего научного сотрудника лаборатории «Кристаллофизики». затем был переведен на должность и.о. заведующего лабораторией «Атомной спектроскопии и химического анализа материалов». Докторскую диссертацию защитил в январе 2015 г. в Диссертационном совете Института физико-технических проблем и материаловедения НАН КР.

С 2017 года Н. Ж. Жеенбаев назначен и.о. директора Института физико-технических проблем и материаловедения, 31 мая 2018 года утвержден директором Института физико-технических проблем и материаловедения им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, которому в 2018 году было возвращено название Институт физики и присвоено имя его первого директора академика Ж. Жеенбаева. В 2021 году Н.Ж. Жеенбаев был избран членом-корреспондентом НАН КР.

Н.Ж. Жеенбаев возглавил в институте исследования в области взаимодействия излучения с веществом, атомной и молекулярной спектроскопии, эмиссионного спектрального анализа, диагностики низкотемпературной плазмы и разработки плазменных технологий.

Им получены фундаментальные и прикладные результаты по вопросам исследования фундаментальных основ низкотемпературной плазмы, практического применения спектрального анализа при исследовании экологических объектов, проведения сцинтилляционного детектирования и анализа; развития спектроскопических методов диагностики путем внедрения современных систем регистрации эмиссионных оптических спектров на базе фотоэлектронных кассет.

Н.Ж. Жеенбаевым предложены спектроскопические методы диагностики новой неравновесной области плазмы двухструйных плазматронов, внедрен сцинтилляционный метод анализа веществ, освоены многоканальные оптические регистраторы сигнала, автоматизирован экспериментальный стенд проводимых измерений. Разработанная научная методика

«Спектрографическое определение тяжелых металлов в горных породах и почвах. Методика выполнения измерений методом вдувания порошковой пробы в плазму дуги двухструйного плазматрона» впервые аттестована на государственном уровне, что имеет большое практическое значение для решения экологических проблем г. Бишкек.

Н.Ж. Жеенбаев являясь директором Института физики им.академика Ж.Жеенбаева НАН КР проводит большую научно-организационную работу по повышению эффективности всех проводимых научных исследований в развиваемых в институте областях физики.

Уважаемый Нурбек Жаныбекович! Желаем во всех направлениях Вашей деятельности больших успехов, смелых экспериментов. ярких достижений, крепкого здоровья, понимания и поддержки со стороны руководящих органов.

УДК 551 (510.53:590.21:510.4)

## ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И РОСТ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

**Каримов К.А.**, Гайнутдинова Р.Д., Жунушова Г.Ш., Крымская Д.Н.

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР, г. Бишкек, Кыргызская Республика*

**Аннотация.** Исследованы изменения среднегодовой приземной температуры и концентрации углекислого газа  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Кыргызстаном. Показано, что наблюдаемое возрастание содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере является не причиной, а следствием флуктуаций температуры. По экспериментальным данным повышение концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере не предшествует потеплению, а происходит после него.

**Ключевые слова:** атмосфера, температура, климат, двуокись углерода.

## LONG-TERM CHANGES IN SURFACE TEMPERATURE AND INCREASE OF CONCENTRATION CARBON DIOXIDE

**K.A. Karimov**, R.D. Gainutdinova, G.Sh.Zhunushova, D.N. Krymskaya

*Institute of physics named after academician J.Jeenbaev National Academy of Sciences, Bishkek, Kyrgyz Republic*

**Abstract.** Changes in the average annual surface temperature and concentration of  $\text{CO}_2$  carbon dioxide in the atmosphere over Kyrgyzstan were studied. It has been shown that the observed increase in the  $\text{CO}_2$  content in the atmosphere is not the cause, but the result of temperature fluctuations. According to experimental data, an increase in  $\text{CO}_2$  concentration in the atmosphere does not precede warming, but occurs after it.

**Key words:** atmosphere, temperature, climate, carbon dioxide.

**Введение.** Проблема изменения климата стала одной из наиболее актуальных проблем последних десятилетий. Климат Земли представляет собой результат сложного взаимодействия глобальных физических процессов, протекающих в атмосфере, на поверхности Земли и в океане. Техногенный фактор связан с наличием в атмосфере слоя из мелких примесей, отражающих длинноволновую радиацию, идущую от Земли.

На долгопериодные климатические изменения параметров атмосферы оказывают влияние и астрономические факторы. К ним относятся общеизвестные циклы Миланковича, прецессия земной оси, влияние на земную атмосферу крупных планет солнечной системы Юпитера и Сатурна. Астрономические факторы, как правило, имеют большие периоды колебаний более 100 лет.

Так называемый «парниковый эффект» связывают в основном с возрастанием в атмосфере концентрации углекислого газа техногенного характера и других малых составляющих, таких как метан, водяные пары, озон,

газовые гидраты и др. На фоне глобальных изменений климата особую значимость приобретает оценка изменений регионального климата, определение повторяемости локальных экстремальных явлений в регионе, связанных с природными и антропогенными факторами.

Изучение закономерностей региональных климатических изменений температурного режима нижней атмосферы чрезвычайно важно так же, как и исследование глобальных изменений климата. Для каждого региона эти изменения необходимо рассматривать отдельно, поскольку в каждом из них существуют свои особенности. Существующая неоднородность распределения температуры в атмосфере по долготе и широте ответственна за неоднородную пространственную структуру процесса изменения климата.

Среди многих причин, ответственных за изменения климата, преобладают две причины, связанные с естественными природными источниками и с техногенными выбросами в атмосферу парниковых газов. Остаются неизвестными соотношения между ростом выбросов парниковых газов и изменением климата.

Существующие модели дают неоднозначные данные между ростом концентрации  $\text{CO}_2$  и температурой атмосферы. В настоящее время в изучении причин потепления важно определить, является ли возрастание концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере причиной или его следствием. По многим экспериментальным данным повышение концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере не предшествует потеплению, а происходит после него.

**Результаты анализа экспериментальных данных.** В работе [1] исследованы вариации концентрации углекислого газа  $\text{CO}_2$  в атмосфере Земли за последние 350 тыс. лет, охватывающие четыре ледниковых периода, по данным анализа кернов льда в Антарктиде (ст. Восток) и показано, что современная эпоха совпадает с периодом роста концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере Земли.

Расчеты прироста величины потепления  $\Delta T$  за счет возрастания концентрации  $\text{CO}_2$ , проведенные по методике и формулам М.И. Будыко [2] показали, что вклад  $\text{CO}_2$  в величину потепления по разным оценкам не превышает 25-30% [3]. При этом необходимо отметить, что основным источником выброса  $\text{CO}_2$  является поверхностный слой океана. При нагревании поверхности океана на доли градуса концентрация выбросов  $\text{CO}_2$  в атмосферу возрастает, до 80% выбросов  $\text{CO}_2$  происходит с поверхности океана [4].

Так называемый «парниковый» эффект связывают с возрастанием концентрации углекислого газа техногенного характера, метана и других парниковых газов. На рис. 1 приведены вариации концентрации углекислого газа  $\text{CO}_2$  в атмосфере Земли за последние 350 тыс. лет по данным анализа кернов льда в Антарктиде (ст. Восток), охватывающие четыре ледниковых периода. Четко выделяются три орбитальных периода с преобладанием периодов в 100 тыс. лет [1].

Как видно из рисунка, современная эпоха совпадает с периодом роста концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере Земли.

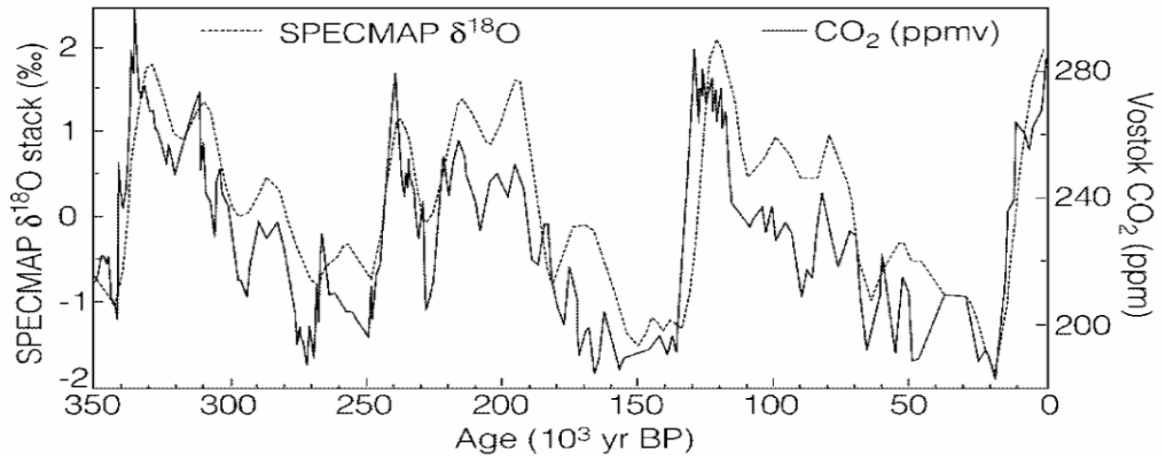


Рис. 1. Вариации концентрации углекислого газа в атмосфере за 350 тыс. лет по данным анализа кернов в Антарктиде.

Проанализируем вариации концентрации углекислого газа  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Кыргызстаном (по данным ст. «Иссык-Куль») [5] и изменения среднегодовой приземной температуры (по данным МС Бишкек) за период с 2000 по 2013 гг. На рис. 2 приведены эти данные, из которых следует, что изменения среднегодовой температуры, начиная с 2005 г., стабилизировались на уровне  $12,1\text{ }^\circ\text{C}$ , и дальнейшего роста температуры до 2013 г. не отмечается. За этот же период отмечен непрерывный рост концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере. Этот результат не может быть объяснен гипотезой роста температуры за счет парникового эффекта, связанного с ростом концентрации  $\text{CO}_2$ .

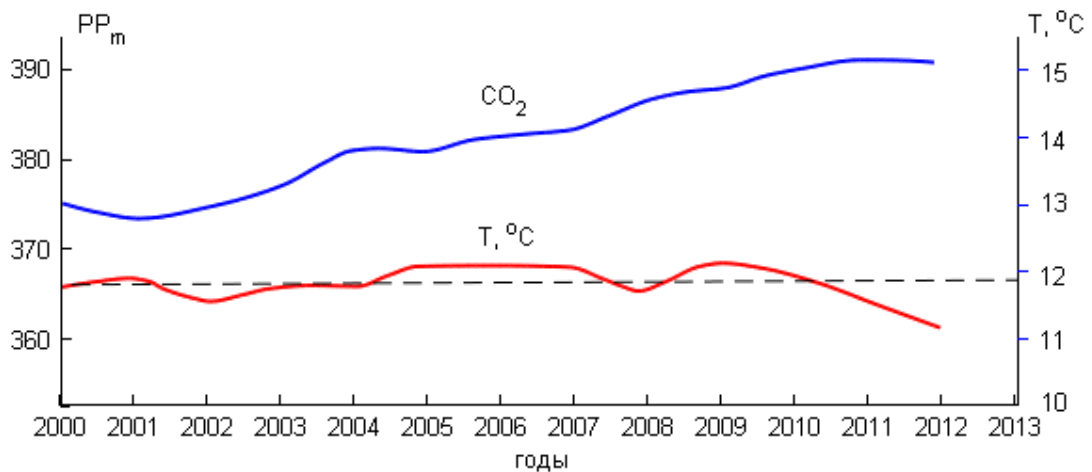


Рис. 2. Вариации концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Кыргызстаном и изменения среднегодовой приземной температуры.

Из рис. 2 видно, что концентрация углекислого газа постоянно растет, от года к году отмечается ее положительный тренд. При этом среднегодовая приземная температура остается практически постоянной, отмечаются лишь ее небольшие флуктуации. Как следует из рис. 2, рост концентрации углекислого



газа в атмосфере не определяет изменения приземной температуры, и даже если его влияние имеет место, то оно незначительно, как было показано в работах [3,6]. По этим данным видно, что повышение концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Кыргызстаном не предшествует потеплению, а происходит после него. Таким образом, в данный период существенно доминирует естественный, природный фактор, связанный с солнечной активностью.

Рассмотрим многолетние вариации приземной температуры по данным МС Бишкек за 32-летний период с 1980 по 2012 годы, представленные на рис.3. Из рисунка виден существенный спад среднегодовой температуры по данным МС Бишкек, начиная с 2004 года. При этом отмечается непрерывный рост концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере над Кыргызстаном.

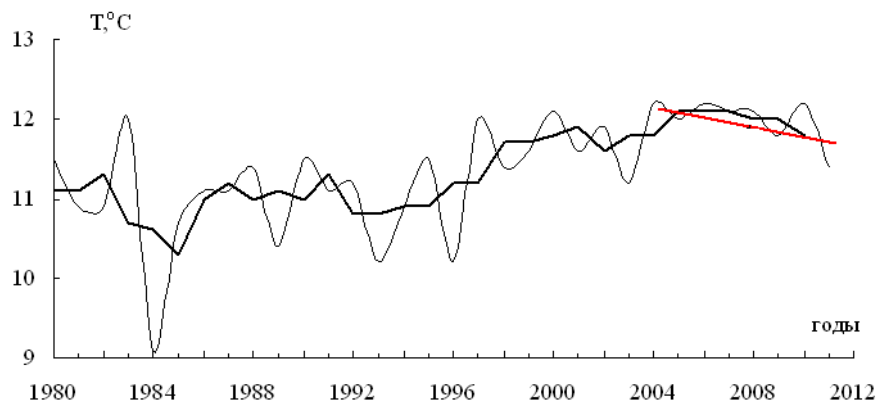


Рис. 3. Многолетние вариации среднегодовой приземной температуры в Бишкеке с 1980 по 2012 годы.

По данным Всемирной метеорологической организации [7] в 2020 году концентрация в атмосфере парниковых газов продолжала расти, при этом годовые темпы роста превысили средний показатель за 2011-2020 годы. Согласно результатам исследований, представленным в [7], эта тенденция сохранилась и в 2021 году.

Концентрация двуокиси углерода  $\text{CO}_2$  в 2021 году достигла 413,2 части на миллион и составила 149 % от доиндустриального уровня. Несмотря на временное снижение новых выбросов, экономический спад, вызванный COVID-19, не оказал заметного влияния на уровни концентрации парниковых газов в атмосфере и темпы их роста [7].

На рис.3 представлена глобально усредненная концентрация  $\text{CO}_2$  (а) в атмосфере и среднемесячная скорость её роста (б) с исключением сезонных вариаций с 1984 по 2020 годы по данным 139 станций мониторинга сети Глобальной службы атмосферы ВМО мониторинга сети Глобальной службы атмосферы ВМО.

Глобально усредненная концентрация  $\text{CO}_2$  в 2020 году достигла нового максимума на уровне 413,2 млн<sup>-1</sup>. Увеличение концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере с 2019 по 2020 год было менее значительным, чем в период с 2018 по 2019 год, и

более значительным, чем среднегодовые темпы роста, наблюдавшиеся за последнее десятилетие. И это несмотря на снижение выбросов CO<sub>2</sub> от сжигания ископаемых видов топлива примерно на 5,6 % в 2020 году ввиду ограничений, связанных с COVID-19 [7].

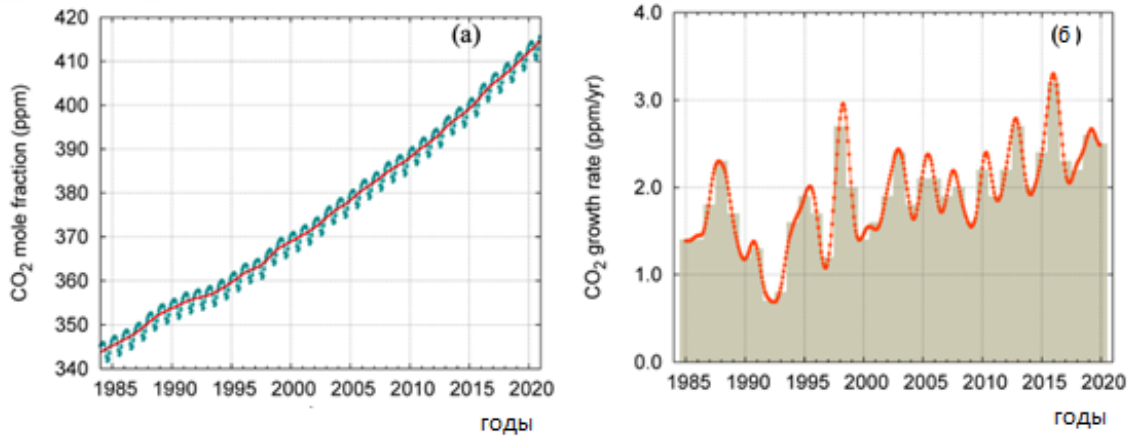


Рис. 3. Глобально усредненная концентрация CO<sub>2</sub> в атмосфере (а) и скорость её роста (б) с 1984 по 2020 годы по данным 139 станций.

Данные со станций мониторинга сети Глобальной службы атмосферы ВМО четко показывают, что концентрация CO<sub>2</sub> продолжала расти в 2021 году. В июле 2021 года концентрация CO<sub>2</sub> на Мауна-Лоа (Гавайи, США) и на мысе Грим (Тасмания, Австралия) достигла 416,96 и 412,1 млн<sup>-1</sup> соответственно по сравнению с 414,62 и 410,03 млн<sup>-1</sup> в июле 2020 года.

**Заключение.** Таким образом, на основе проведенного анализа многолетних вариаций приземной температуры воздуха и изменений концентрации углекислого газа можно сделать вывод, что наблюдаемое возрастание содержания CO<sub>2</sub> в атмосфере является не причиной, а следствием флуктуаций температуры. По экспериментальным данным повышение концентрации CO<sub>2</sub> в атмосфере не предшествует потеплению, а происходит после него.

### Список литературы

1. Ruddiman W.F. The anthropogenic greenhouse era began thousands years ago. – In: Climatic change. Kluwer Academic Publishers. The Netherlands. 2003, V.61, pp. 261-293.
2. Будыко М.И. Климат в прошлом и будущем. Л.: Гидрометеиздат, 1980, с. 4–6.
3. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Изменения регионального климата, обусловленные природными и антропогенными факторами. В кн.: Экология Кыргызстана: проблемы, прогнозы, рекомендации. Под ред. проф. К.А.Каримова – Бишкек. Илим, 2000, с. 66-81.

4. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Роль природных и антропогенных факторов в изменении температурного режима нижней атмосферы и солнечная активность // Известия НАН КР, 2012, № 2, с. 62-69.
5. Токтомышев С.Ж., Орозалиев М.Д. Озоновые дыры над Центральной Азией. – Бишкек, 2011, 315 с.
6. Gainutdinova R.D. Long-term variations of carbon dioxide and temperature regime above Kyrgyzstan. – Proceedings of SPIE/International Conference on Lasers, Applications and Technologies. USA, 2006, Vol. 6284, 628407.
7. Бюллетень ВМО 2021. Интернет ресурс <https://public.wmo.int>

УДК 551 (510.53:590.21:510.4)

## ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ В МНОГОЛЕТНИХ ВАРИАЦИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ АТМОСФЕРЫ И ПАРАМЕТРОВ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

Крымская Д.Н., Гайнутдинова Р.Д.,

*Институт физики НАН КР им. академика Ж. Жеенбаева, г. Бишкек, Кыргызская Республика*

**Аннотация.** Проведено исследование возможностей применения непрерывных вейвлет-преобразований для анализа частотных составляющих в многолетних временных рядах гелиогеофизических данных. На основе спектрального анализа временных рядов был исследован частотный состав многолетних вариаций приземной температуры атмосферы и исследованы закономерности изменения параметров термического режима атмосферы в регионе Кыргызстана.

**Ключевые слова:** атмосфера, температура, климат, гелиогеофизическая активность, спектральный анализ временных рядов.

## PERIODIC COMPONENTS IN LONG-TERM VARIATIONS OF ATMOSPHERIC TEMPERATURE AND PARAMETERS OF HELIOGEOPHYSICAL ACTIVITY

D.N. Krymskaya, R.D. Gainutdinova

*Institute of physics named after academician J. Jeenbaev National Academy of Sciences,  
Bishkek, Kyrgyz Republic*

**Abstract.** A study of the possibilities of using continuous wavelet transformations for the analysis of frequency components in long-term time series of heliogeophysical data was carried out. On the basis of spectral analysis of temporal series, the frequency composition of long-term variations in surface atmosphere temperature was investigated and regularities of changes in atmospheric thermal conditions in the region of Kyrgyzstan were investigated.

**Key words:** atmosphere, temperature, climate, heliogeophysical activity, spectral analysis of temporal series.

**Введение.** В исследованиях последних лет показано, что глобальные климатические изменения атмосферных процессов определяются региональными изменениями. Важным фактом является то, что как правило, изменения региональных климатических параметров на коротких интервалах времени имеют противоположные знаки. Региональные особенности климатических изменений имеют определяющее влияние на перераспределение потоков тепла и термодинамический режим атмосферы.

В этом смысле изучение региональных особенностей изменения температурного режима приземной и нижней атмосферы имеет важное значение для изучения вышеуказанных климатических изменений.

Изучение региональных особенностей временных изменений температуры приземной атмосферы за длительный период времени, начиная с 1930 г. и по настоящее время, имеет важное значение, поскольку они отражают климатические изменения температурного режима над Кыргызстаном, в том числе и над частью Центральноазиатского региона [1].

Для получения информации о периодических процессах в вариациях параметров климатических параметров обычно применяется спектральный анализ временных рядов. При анализе результатов исследований важное значение имеет правильный выбор методов обработки экспериментального материала.

**Методы анализа экспериментальных данных.** В последние годы для анализа временных рядов используется метод вейвлет-преобразования временного процесса  $f(t)$ . Основы вейвлет-анализа были разработаны как альтернатива преобразованию Фурье для исследования временных (пространственных) рядов с выраженной неоднородностью [2]. В отличие от преобразования Фурье, локализирующего частоты, но не дающего временного разрешения процесса, и от аппарата  $\delta$ -функций, локализирующего моменты времени, но не имеющего частотного разрешения, вейвлет-преобразование, обладающее самонастраивающимся подвижным частотно-временным окном, выявляет как низкочастотные, так и высокочастотные характеристики сигнала на разных временных масштабах.

Вейвлет-преобразование строится на основе единственной базисной функции  $\psi(t)$ , имеющей солитоноподобный характер и принадлежащей пространству, т.е. всей числовой оси. Непрерывное вейвлет-преобразование строится с помощью непрерывных масштабных преобразований и переносов вейвлета  $\psi(t)$  с произвольными значениями масштабного коэффициента  $a$  и параметра сдвига  $b$ :

$$W(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (1)$$

где символ \* обозначает операцию комплексного сопряжения [2,3].

Двухпараметрическая функция  $W(a, b)$  дает информацию об изменении относительного вклада компонент разного масштаба во времени и называется спектром коэффициентов вейвлет-преобразования.

При анализе статистических рядов гелиогеофизических и метеорологических параметров используются различные математические аппараты. Для выявления скрытых периодичностей ранее широко использовался спектральный анализ разложения временных рядов – метод Блекмана и Тьюки, впоследствии широкое распространение получил более точный метод максимальной энтропии [4].

Вейвлет-анализ применяется для изучения сложных природных динамических систем и процессов, протекающих в них. Он широко применяется при анализе геофизических, радиофизических и биомедицинских данных, для которых методы Фурье-анализа оказываются недостаточно информативными [5].

Одно из главных преимуществ этого метода заключается в том, что он дает достоверные результаты при анализе нестационарных рядов, какими являются ряды приземной температуры на интервалах более 26-30 лет. Помимо этого он дает двумерную развертку одномерного процесса, когда частота  $\omega$  и время  $t$  – независимые переменные, что позволяет анализировать сигнал сразу в двух пространствах:

$$\varphi(t) = e^{-\beta t} e^{-j\omega t} = e^{-\beta t} (\cos \omega t - j \sin \omega t), \quad (2)$$

где  $\varphi$  – значение вейвлет функции,  $\omega$  – волновой параметр,  $\beta$  – вейвлет коэффициент.

Вейвлет-анализ применяется для изучения сложных природных динамических систем и процессов, протекающих в них. Он широко применяется при анализе геофизических, радиофизических и биомедицинских данных, для которых методы Фурье-анализа оказываются недостаточно информативными [5].

**Результаты экспериментальных расчетов.** Методом вейвлет анализа был исследован частотный спектральный состав многолетних вариаций приземной температуры. Анализ проводился на основе базы данных многолетнего мониторинга температуры атмосферы по сети метеорологических станций в Кыргызстане и параметра гелиогеофизической активности за исследуемый период времени.

Для анализа данных температурных рядов атмосферы и параметров солнечной активности использовался непрерывный вейвлет анализ (вейвлет Морле), позволяющий детально проанализировать на скейлограммах весь временной спектр частот – от высоких частот более мелкого масштаба до низкочастотных колебаний, имеющих более крупный масштаб. При этом непрерывное вейвлет-преобразование помимо целочисленных масштабов выделяет дробные масштабы.

Рассмотрим результаты вейвлет-преобразования, примененного к временным рядам гелиогеофизического параметра  $F_{10,7}$  характеризующего солнечную активность и приземной среднегодовой температуры воздуха  $T$  по данным метеостанций (МС) Тянь-Шань (3700 м над у.м.), Нарын (2040 м над у.м.) и Бишкек (800 м над у.м.).

На основе этих данных были исследованы закономерности многолетних колебаний температурного режима в регионах среднегорья (Чуйская долина) и высокогорья (Нарын, Тянь-Шань) и их связь с уровнем гелиогеофизической активности. Для анализа использовались данные о температуре по трем метеорологическим станциям: Бишкек, Нарын и Тянь-Шань с 1930 гг. по 2010 г. Были исследованы фоновые колебания и трендовые составляющие температуры для зимнего и летнего сезонов и рассчитаны отклонения температуры от линейной регрессии  $\Delta T_i(t)$ , из которых исключен средний многолетний тренд.

Для выделения низкочастотного тренда в межгодовых вариациях температуры, использовалась операция осреднения за 11-летний период со скольжением на 1 год. Подобное определение позволяет исключить возможные колебания с 11-летним периодом, связанные с 11-летним циклом солнечной активности.

Фоновая величина температуры рассчитывалась из соотношения:

$$T_{\phi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_{i+k}, \quad (3)$$

где  $T_i$  – среднемесячные значения температуры в данном сезоне,  $n = 4$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots, m-4$ ;  $m$  – объем выборки, который определяется исходным числом данных по соответствующему пункту наблюдений.

Для вейвлет-преобразования использовались аномалии среднегодовых температур  $\Delta T_i(t)$  за вычетом температурного тренда  $T_{mp}$ , вычисленного методом наименьших квадратов:

$$\Delta T_i(t) = T_i(t) - T_{mp}. \quad (4)$$

На рис. 1 приведены многолетние вариации приземной температуры воздуха на высотах 760 м (МС Бишкек), 2040 м (МС Нарын) и 3700 м над у.м (МС Тянь-Шань) за 80-летний период с 1930 по 2010 годы, охватывающие с 17-го по 23-ий одиннадцатилетние циклы солнечной активности.

Данные по МС Бишкек характеризуют межгодовые изменения температуры в долиненной зоне с высоким уровнем урбанизации, которая в определенной не позволяет сразу четко выявить закономерности влияния солнечной радиации. В высокогорной зоне Кыргызстана (МС Нарын и Тянь-Шань) хорошо прослеживается связь вариаций температуры с циклами солнечной активности. Это связано с тем, что высокий уровень прозрачности

атмосферы способствует меньшему ослаблению полного потока приходящей радиации.

Проведенный корреляционный анализ показал высокий уровень корреляционной связи ( $r=0,85$ ) изменений температуры на высотах 2040 м и 3700 м с солнечной активностью. Это проявляется в изменениях амплитуды температурных аномалий в периоды максимума солнечной активности, которая в нечетном цикле больше в 1,5-2 раза, чем в четном цикле и равна 1,5-2,0 °С. Таким образом, выявлены различия в отклонениях в  $\Delta T$  °С, которые для четных циклов меньше, чем для нечетных циклов солнечной активности.

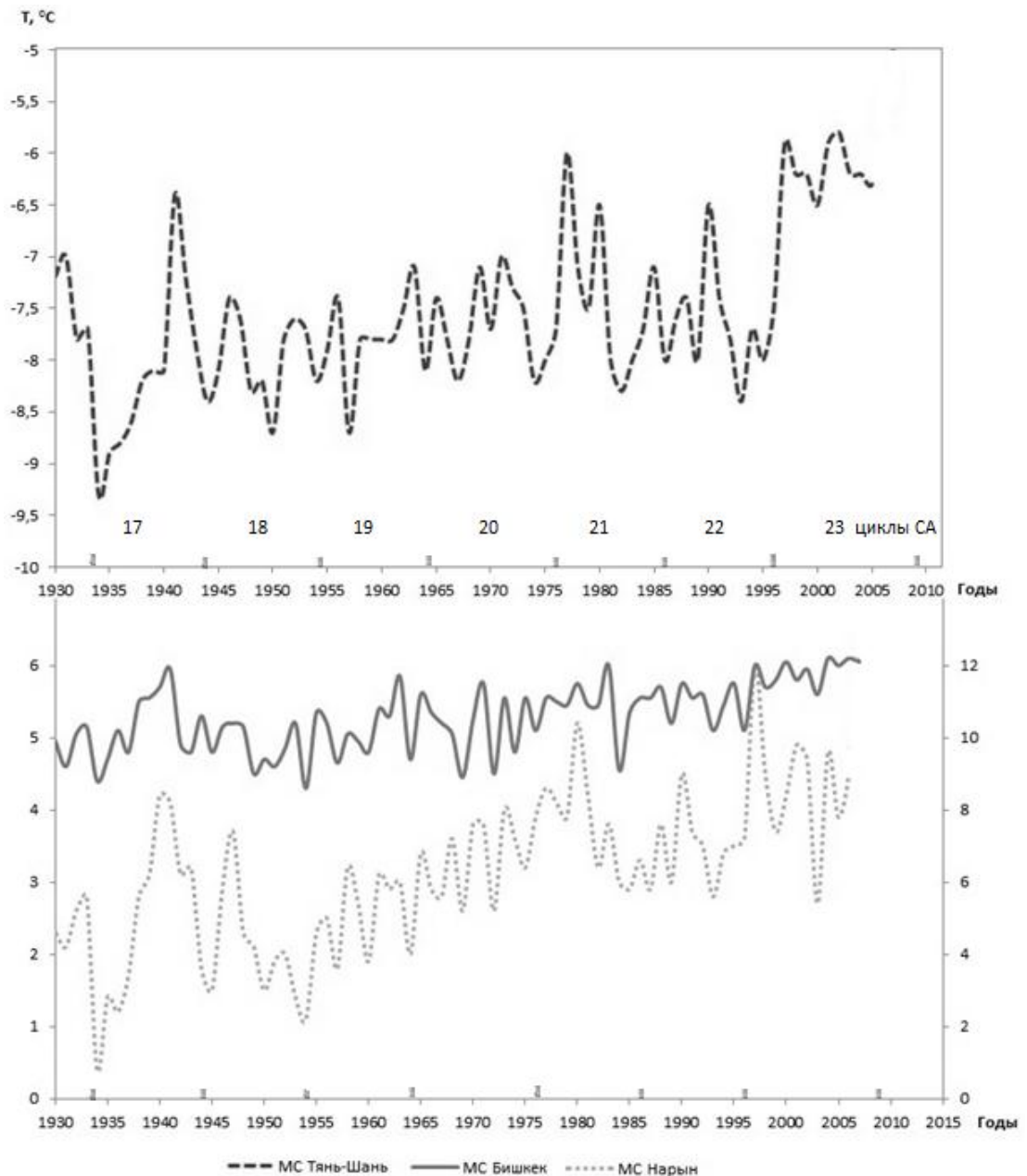


Рис. 1. Многолетние вариации приземной температуры по данным МС Бишкек, Нарын и Тянь-Шань в 17-23 циклах солнечной активности.

Рассмотрим влияние солнечной радиации на температурный режим атмосферы. В солнечных циклах доминируют 11-, 22-, 35- и 60-летние составляющие и вековой цикл. Периодическая активность с цикличностью в 60 лет проявляется в крупномасштабных вариациях магнитного поля Солнца.

Наличие таких же периодичностей в климатических рядах температуры свидетельствует о связи изменений температуры с солнечной активностью. При этом реакция температурного режима атмосферы на циклические изменения солнечной активности отмечается через два года.

Следует отметить особенности в вариациях солнечной активности и, соответственно, в температурном режиме тропосферы в периоды нечетных 11-летних солнечных циклов. В эти периоды магнитное поле в выбросах солнечного вещества направлено преимущественно противоположно магнитному полю Земли. Этот факт благоприятствует инжекции солнечного вещества в атмосферу Земли, что, в конечном счете, приводит к повышению температуры приземного воздуха.

В период четных 11-летних солнечных циклов наблюдается обратная картина. Этот факт приводит к четкому проявлению в вариациях температуры приземной атмосферы 22-летнего солнечного цикла Хейла.

В периоды синфазности нечетных 11-летних и 57-60-летних циклов Пудовкина-Фритца отмечен наибольший рост глобальной температуры приземного воздуха. По прогнозам специалистов к 2025-2030 годам ожидается ближайший минимум векового цикла солнечной активности. В этот период следует ожидать минимум глобальной температуры приземной атмосферы.

Сравнение данных многолетних вариаций температурного режима приземной атмосферы по данным МС Бишкек, Нарын и Тянь-Шань, показывает, что вариации температуры по станции Бишкек испытывают существенные временные флуктуации.

Анализ долгопериодных вариаций приземной температуры в тропосфере над Кыргызстаном на уровнях 2040 м и 3700 м в 21-ом и 22-ом 11-летних циклах солнечной активности обнаруживает их четкую зависимость от солнечной активности. В периоды максимума солнечной активности температура атмосферы на этих уровнях в зимний период возрастала на  $0,8^{\circ}\text{C}$  относительно среднефоновой, а в период минимума солнечной активности уменьшилась на  $0,8^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, от максимума к минимуму 11-летнего цикла солнечной активности температура атмосферы изменялась на  $1,6^{\circ}\text{C}$ . В процентном отношении эти изменения в температуре составляют 15% [1].

Отклонения в температурном режиме на уровне 760 м (МС Бишкек), связанные с солнечной активностью, менее выражены и затуманены другими эффектами.

Анализ данных гелиогеофизической активности показывает, что глобальное потепление в 1970-2000 годах – это очередная фаза потепления в естественном цикле глобальных потеплений и похолоданий, которые чередуются примерно через 57-60 лет и связаны с солнечной активностью.



В частотных составляющих полученных спектров были выделены общие периодичности, присутствующие одновременно в этих рядах и определяемые с уровнем доверительной вероятности  $P \geq 0,95$ , с периодами 11-12 лет, 20-22 года, 35-40 лет, 50-55 лет и 85-90 лет.

На рис.2 в качестве примера представлены результаты расчетов спектров анализируемых рядов температуры методом непрерывного вейвлет-преобразования по данным МС Бишкек и параметра солнечной активности  $F_{10,7}$  за рассматриваемый период времени.

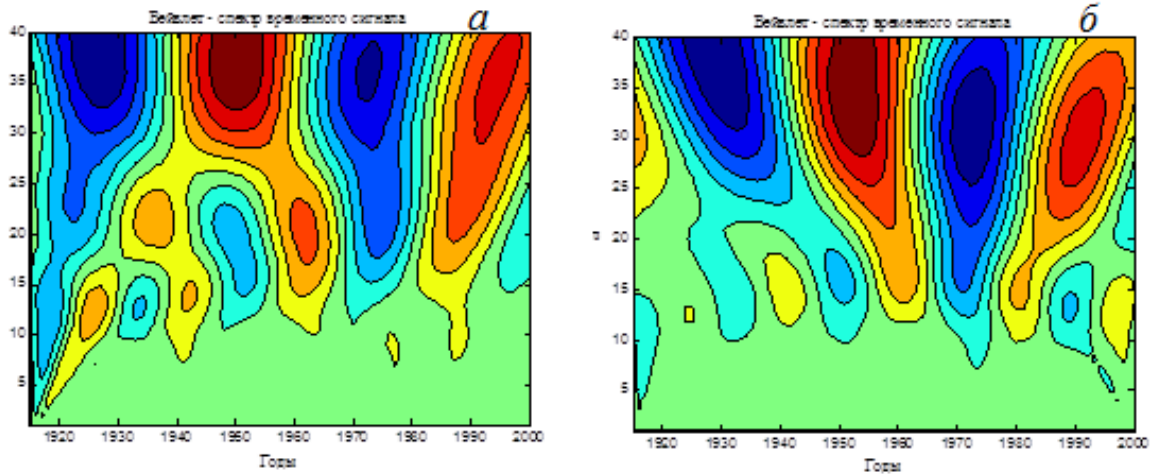


Рис. 2. Скейлограммы вейвлет-преобразования рядов температуры по данным МС Бишкек (а) и параметра солнечной активности  $F_{10,7}$  (б).

В таблице 1 приведены основные периодические составляющие, выделенные в вариациях приземной среднегодовой температуры воздуха по данным МС Бишкек, Нарын и Тянь-Шань.

Таблица 1 - Периодические составляющие в вариациях приземной среднегодовой температуры воздуха по данным МС Тянь-Шань, Нарын и Бишкек

Станция	Периоды (годы)											
	0,5-1	1-2	3-4	4-5	6-7	8-9	10-12	13-14	20-25	30-40	50-55	80-90
Тянь-Шань	1,0	2,0	3,5	4-5	6,5	8,5	11,0	-	22,0	34-38	51	85-90
Нарын	1,0	2,0	3,5	5,0	6,5	8,5	11,0	-	22,0	40,0	50	-
Бишкек	1,0	2,0	3,5	5,0	7,0	8,5	12,0	13,0	22,0	-	54	85-90

Анализ скейлограмм вейвлет-преобразования этих данных показывает, что в вариациях температуры с вероятностью  $P > 0,87$  выделяются пики, соответствующие периодам 2,8-3,0; 5,0-5,5; 8,0; 11-12; 16-18; 21-23; 25-27; 35-37; 40-43; 49-52; 85-95 лет.

В спектрах вариаций солнечной активности наиболее четко выделяются периодичности в 11-12; 16-18; 21-23; 25-27; 35-37; 40-43 года. По данным анализа параметров солнечной активности в Главной геофизической обсерватории [6] были выделены такие же периодические составляющие. Коэффициент корреляции между ними больше 0,5 и является статистически значимым.

Основная часть полученного спектра представлена периодами от 11-летних до 40-летних колебаний. Особенностью результатов, полученных с помощью вейвлет-преобразований этих данных, является изменение амплитуды выделенных периодичностей вдоль всего рассматриваемого ряда.

Известно, что квазидвадцатидвухлетняя составляющая присутствует в магнитном цикле Солнца и проявляется как в изменении интегрального магнитного поля, так и его полярности. Экстремум с периодом в 22 года наиболее четко выделяется в температурном режиме самой высокогорной станции Тянь-Шань, температура которой в меньшей степени зависит от режима подстилающей поверхности.

Ошибка определения амплитуды для уровня доверительной вероятности  $P \geq 0,95$  для среднегодовых значений составляет  $\pm 0,16^\circ\text{C}$ .

Для долгосрочного прогноза температуры (среднегодовых и за холодное полугодие) можно взять 4-6 диапазонов периодов: 8,0-8,5; 11-12; 20-22; 35-36; 50-55; 85-90 лет. На основе этих значимых периодичностей можно составить долгосрочный прогноз изменения среднегодовых и среднесезонных температур для холодного полугодия. Полученные долгопериодные составляющие отражают реальные процессы, протекающие в атмосфере, и могут быть положены в основу эмпирического моделирования температурного режима нижней атмосферы.

Эти результаты свидетельствуют о реальной связи вариаций температуры с вариациями солнечной активности над средне- и высокогорьем Кыргызстана, расположенного в центральной части Центральноазиатского региона [15].

**Заключение.** Исследована связь долгопериодных вариаций приземной температуры с колебаниями солнечной активности. Выявлен высокий уровень корреляции между вариациями температуры и ходом циклов солнечной активности.

Методом вейвлет анализа исследован частотный спектральный состав многолетних климатических вариаций приземной температуры в регионах среднегорья (Бишкек) и высокогорья (Нарын, Тянь-Шань) и параметра солнечной активности  $F_{10,7}$ . В частотных составляющих полученных спектров выделены общие периодичности, присутствующие одновременно в рядах температуры и солнечной активности с периодами 11-12 лет, 20-22 года, 35-40 лет, 50-55 лет и 85-90 лет, что свидетельствуют о связи вариаций температуры с вариациями солнечной активности над средне- и высокогорьем Кыргызстана.

Показано, что выделенные периодические составляющие в изменениях температуры отражают реальные процессы, протекающие в атмосфере. Полученные данные о частотном спектре долгопериодных вариаций приземной температуры могут быть использованы для эмпирического моделирования вероятных изменений температуры в Кыргызстане.

### Список литературы

1. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Вариации солнечной постоянной и температурный режим нижней атмосферы // Доклады НАН КР, №1, 2014, с. 38-43.
2. Grossmann A, Morlet J. SIAMJ. Math. Anal. 15 723 (1984).
3. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения. УФН, 1996, Т.166, №11, С. 1145-1170.
4. Цветков А.В. Результаты анализа данных градиента потенциала методом максимальной энтропии // Труды ГГО. Л.: Гидрометеиздат, 1981, Вып. 458, с. 43-48.
5. Гармаев Б.З. Вейвлет-анализ локальной структуры пульсовых сигналов: автореферат дис. ... кандидата физико-математических наук: 01.04.03: ИГУ, Иркутск, 2013.
6. Башкирцев В.С., Машнич Г.П. Солнечная активность и изменения климата Земли // Солнечно-земная физика, Иркутск, вып. 8, 2005, с. 179-181.
7. Каримов К.А., Гайнутдинова Р.Д. Основные факторы изменения регионального климата в Центральной Азии – Труды Междунар. симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Россия, Томск, Изд-во ИОА СО РАН, 2014, с. 12-16.
8. Karimov K.A., Gainutdinova R.D. Impact of Solar Activity on Regional Climate Change in Mountainous Conditions of Central Asia – Proceedings of International Conference “Influence of global climate change on the ecosystem of arid and high mountain zone in CA”, Dushanbe, Tajikistan, May 22-24 2012, pp.70-73.

УДК:621.373.826

### ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЛАЗЕРНАЯ ГРАВИРОВКА МЕТАЛЛОВ

<sup>1</sup>Снимщиков И.А., <sup>1</sup>Сыдык уулу Н., <sup>2</sup>Джумабеков К.

<sup>1</sup>Институт физики им. академика Ж. Жеенбаева НАН КР,  
Национальная Академия наук, проспект Чуй, 265-а, Кыргызская Республика  
E-mail: snimshikov\_igor@mail.ru

<sup>2</sup>ОсОО «ПЕЧАТЬ.КГ», Кыргызская Республика, г. Бишкек,  
E-mail: pechat.kg@yandex.com

**Аннотация.** Приведены результаты исследований глубокой лазерной гравировки металлов. Показана возможность формирования трёхмерного рельефа (3D-рельефа) в металлах путём последовательной послойной гравировки импульсным волоконным лазером с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм.

**Ключевые слова:** лазерная гравировка, волоконный лазер, 3D-модель.

## 3D MODELING AND LASER ENGRAVING OF METALS

<sup>1</sup>I.A. Snimshikov, <sup>1</sup>Sydyk uulu N., <sup>2</sup>K. Djumabekov

<sup>1</sup>Institute of physics named after Academician J.J. Jeenbaev,  
National Academy of Sciences, 265-a Chui Avenue, the Kyrgyz Republic.

E-mail: snimshikov\_igor@mail.ru

<sup>2</sup>«PECHAT.KG» Co. Ltd., Bishkek c., E-mail: pechat.kg@yandex.com

**Abstract.** The results of studies of deep laser engraving of metals are presented. The possibility of forming a three-dimensional relief (3D-relief) in metals by successive layer-by-layer engraving by a pulsed fiber laser with a wavelength of  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  is shown.

**Keywords:** laser engraving, fiber laser, 3D model

В процессе лазерной гравировки излучение фокусируют на поверхности материала как с целью повышения плотности мощности, так и получения малых размеров пятна.

В результате на поверхности может быть получен контрастный след, обусловленный видом материала – изменение оттенка или цвета неметаллических материалов, образование контрастного окисла на металлах [1]. Поверхностная гравировка, как правило, выполняется с целью декоративного оформления, либо промышленной маркировки изделий. Современные волоконные импульсные лазеры с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм и мощностью 20-30 Вт позволяют получить энергию 0,6...1 мДж в импульсе длительностью 90...150 нс. Такие свойства обеспечивают высококачественную гравировку на разнообразных материалах. К достоинствам волоконных лазеров также можно отнести высокий КПД (~70%) и хорошую совместимость с компьютеризованными системами управления.

### 1. Глубокая лазерная гравировка металлов

Если плотность мощности излучения лазера, сфокусированного на поверхности металла достигает величины, достаточной для плавления и испарения, становится возможным удаление слоёв металла и, соответственно, глубокая лазерная гравировка. Несмотря на то, что за один проход гравировки волоконным лазером мощностью 30 Вт удаляется весьма незначительный слой металла (0,6...1 мкм), за счёт многочисленных повторений можно достичь глубины выборки, достаточной для промышленных применений (0,2...5 мм). Этому способствует распространение быстродействующих гальванометрических зеркальных систем отклонения лазерного луча. Схема такой системы для двумерного отклонения луча показана на рис. 1.1.

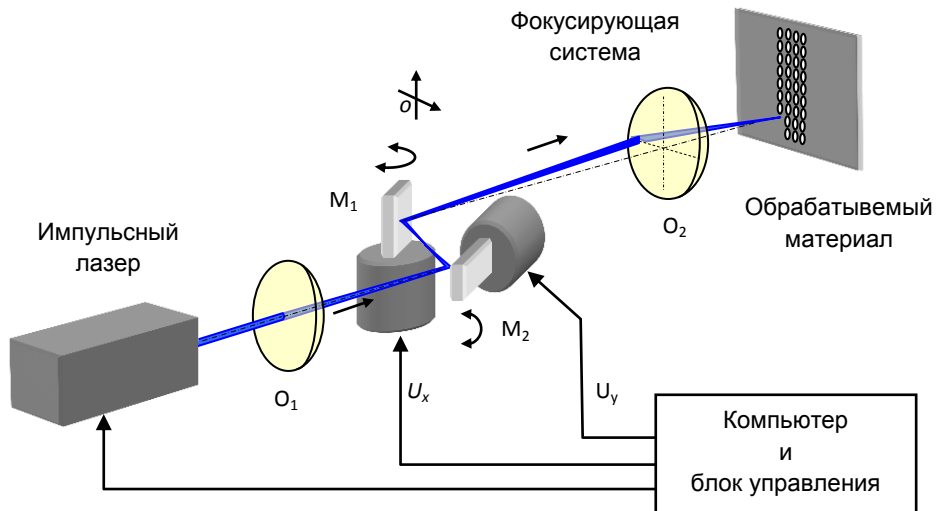


Рис. 1. Оптическая схема системы двумерного отклонения луча.

Излучение импульсного лазера формируется коллиматором O1 (рис. 1) и поступает на зеркала двух ортогонально ориентированных зеркальных дефлекторов M1 и M2. Дефлекторы осуществляют двумерное сканирование поверхности обрабатываемого материала сфокусированным лучом. Фокусирующая система O2 обеспечивает постоянство размера пятна излучения на всей площади заготовки. Блок управления синхронизирует включение лазера в соответствии с подготовленным в компьютере изображением для гравировки.

## 2. Лазерная 3D-гравировка металлов

3D-гравировка происходит путём последовательной послойной выборки материала в соответствии с рельефом проекта. На рис. 2.1 показан пример формирования сферического фрагмента на металлической заготовке.

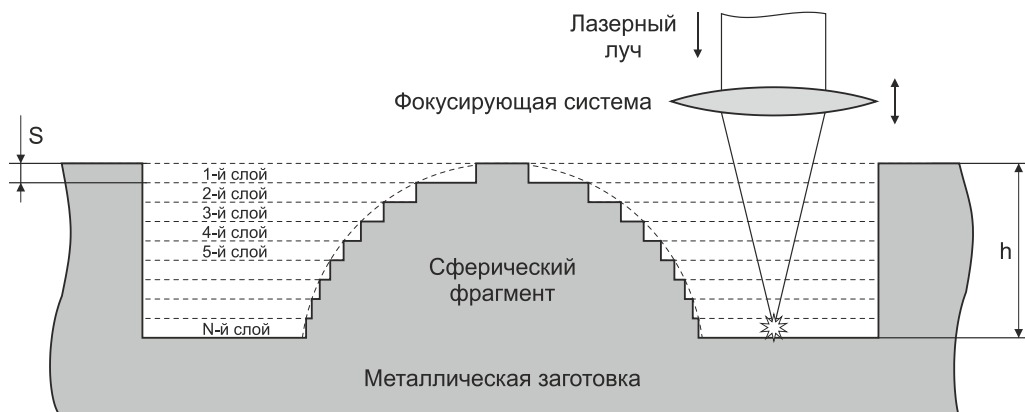
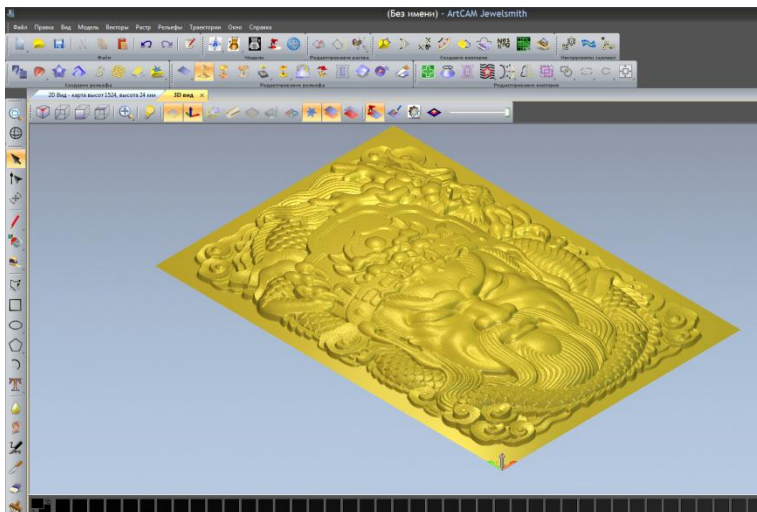


Рис. 2.1. Послойная 3D-гравировка.

Алгоритм управления обеспечивает последовательное, слой за слоем, удаление материала. Высоту рельефа  $h$  разбивают на  $N$  слоев. При условии, что за один проход удаляется слой толщиной  $S$ , всего для создания 3D-рельефа потребуется  $N = h/S$  проходов. Первым по порядку будет верхний слой, последним – самый нижний. Подвижная фокусирующая система сосредоточивает излучение на уровне очередного обрабатываемого слоя.

## 2. Моделирование и подготовка 3D-проектов

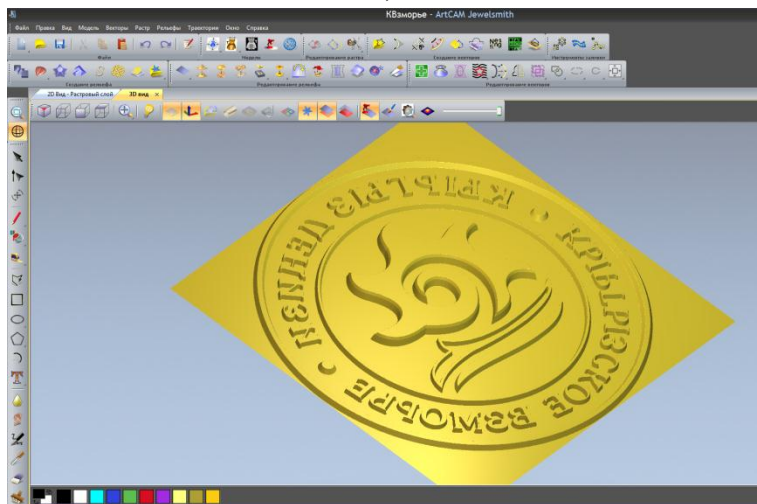
Подготовка трёхмерного изображения для гравировки осуществляется с использованием специализированного ПО типа AutoCad, ArtCam и т.п. Примеры 3D-проектов в системе ArtCam и соответствующих изделий показаны на рис. 3.1.



а)



б)



в)



г)

Рис. 3.1. Компьютерные 3D-проекты (а, в) и рельефные изделия (б, г).

Информация из 3D-проекта передаётся в автоматизированную лазерную установку, где происходит разбивка рельефа на слои и собственно гравировка.

### 3. Результаты и применение

Рельеф может быть сформирован как путем непосредственной лазерной гравировки на изделиях, так и 3D-гравировкой на промышленном штампе с последующим тиражированием партии. Примеры таких изделий показаны на рис. 4.1. Материалы – латунь Л63, Л72.



Рис. 4.1. Примеры лазерного формирования рельефа:  
3D-гравировка на изделиях (а, б). Тиснение рельефа с помощью штампа (в), латунь Л63

На рис. 4.2 показаны примеры промышленных штампов, полученных способом лазерной 3D-гравировки. Материал штампов – инструментальные стали 9ХС, ХВГ, У8. Высота рельефа 0,3 мм.





в)



г)

Рис. 4.2. Промышленные штампы, полученные 3D-гравировкой (а, в), сталь 9ХС, рельеф 0,3 мм. Тисненные изделия (б, г), латунь Л63, рельеф 0,25 мм.

Для штампов диаметром 24 мм, показанных на рис. 4.2, с высотой рельефа  $h = 0,3$  мм, где за один проход удалялся слой толщиной  $S = 0,6$  мкм, потребовалось 500 проходов. Гравировка продолжалась около 4 часов, что технологически приемлемо.

В экспериментах использована установка МИНИМАРКЕР-2, содержащая волоконный лазер с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм и максимальной мощностью  $P_{max} = 30$  Вт. Фокусирующая система обеспечивает размер пятна на поверхности материала  $d \approx 15$  мкм.

### Список литературы

1. Снимщиков И.А., Нурбек Сыдык уулу., Кутанов А.А. Применение диодных лазеров для целей маркировка и гравировки. Журнал «Физика», №1 – 2022, с.5-9

УДК 538.911

## ПОЛУЧЕНИЕ ОКСИНИТРИДА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ РЕАКЦИОННОГО СИНТЕЗА В ЭЛЕКТРОПЕЧИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 1600К

Ласанху К. А., Касмамьтов Н.К.

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной академии наук, 720071, Кыргызская Республика, Бишкек, пр.Чуй 265-а, e-mail: MegaCom17@mail.ru*

**Аннотация.** В работе описаны экспериментальные исследования получение нового керамического материала на основе оксинитрида кремния на основе местного сырья



ультрадисперсного кремния.

**Ключевые слова:** оксинитрид кремний, фаза  $Si_3N_4$ , фаза оксинитрида, дифрактограмма, физико-механические свойства, синтез.

## OBTAINING SILICON OXYNITRIDE BY THE METHOD OF REACTION SYNTHESIS IN AN ELECTRIC FURNACE AT A TEMPERATURE OF 1600K

Lasankhu K. A., Kasmamytov N.K.

*Institute of physics named after academician J.Jeenbaev National Academy of Sciences,  
Bishkek, 265-a Chui Avenue, the Kyrgyz Republic, e-mail: [MegaCom17@mail.ru](mailto:MegaCom17@mail.ru)*

**Abstract.** The paper describes experimental studies on the production of a new ceramic material based on silicon oxynitride based on local raw materials of ultrafine silicon.

**Key words:** silicon oxynitride,  $Si_3N_4$  phase, oxynitride phase, diffraction pattern, physical and mechanical properties, synthesis.

### Введение

Полученный керамический материал из местного сырья, в частности из полупроводниковых ультрадисперсных порошков кремния относится к огнеупорной керамике и состоит из оксинитрида кремния с общей химической формулой  $Si_xN_yO_z$ , значение  $x, y, z$  – от 0,5 до 1. Оксинитрид кремний может изменяться от оксида кремния до чистого нитрида кремния это связано с его аморфной структурой. Оксинитрид кремний в природе является редким минералом и часто его обнаруживают в различных метеоритах.

В Институте физики имени академика Ж. Жеенбаева в лаборатории «Порошковых материалов» было предпринята попытка синтезировать оксинитрид кремний.

Как известно оксинитрид кремний из литературных источников является довольно устойчив к температуре и окислению до  $1600^\circ\text{C}$ , твердость по Виккерсу 18,7 ГПа, высокое сопротивления на изгиб. Классические способы получения керамического материала на основе оксинитрида кремния варьируется в диапазоне температур от 1700 до 1780 К [1-7], что на 400-500К больше нашей технологии получения керамического материала на основе оксинитрида кремния [8, 9].

Синтезирование оксинитрида кремния в реакционной электропечи протекает по химической реакции (1):



**Целью данной работы** получить оксинитрид кремния с требуемым химическим составом и фазой из ультрадисперсного порошка отходов кремниевого производства. Частными задачами являлись оценка соотношения фаз на основе азота и кремния, и их морфологии в полученном материале, а

влияние напуска газообразного азота в камеру электропечи и как это повлияет на микроструктуру и состав конечного продукта.

### Метод получения опытного материала

Для получения опытных образцов использовали шламовые ультрадисперсные порошки-отходы Si полупроводникового кремниевого производства [10-12]. Операционные этапы:

1. Проводится измельчение очищенного полупроводникового шламового ультрадисперсного порошка кремния путем помола в шаровой мельнице
2. Приготавливается термопластичный шликер, который осуществляется смешиванием помолотого порошка кремния с термопластическими веществами.
3. Осуществляется горячее формование термопластичного шликера (под давлением) в пресс-формы с целью придания конечной конфигурации шликерному керамическому изделию.
4. Выпаривается (удаляется) термопластическая связка из шликерных изделий путем нагрева в специальных печах.
5. Производится реакционное спекание шликерных изделий в газовой среде азота, при котором формируются требуемые физико-механические и эксплуатационные свойства.

**Материал и методики.** Очищенные кремниевые шламовые порошки подвергали измельчению в шаровой мельнице до определенной размерности. В процессе помола в порошок вводили катализатор в виде 2% (масс) ультрадисперсного порошка никеля. Далее проводилось реакционное спекание при температуре 1600К в течении полусуток в электропечи.

**Результаты исследование.** Как показали экспериментальные данные на дифрактограмме полученные материал имеет различные фазы, в частности оксинитрид кремний  $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$  примерно от 65 – 80% (рис.2.) и другие фазы -  $\alpha$  -  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\beta$ - $\text{Si}_3\text{N}_4$ , и в малом количестве SiC,  $\text{SiO}_2$  и примесь  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

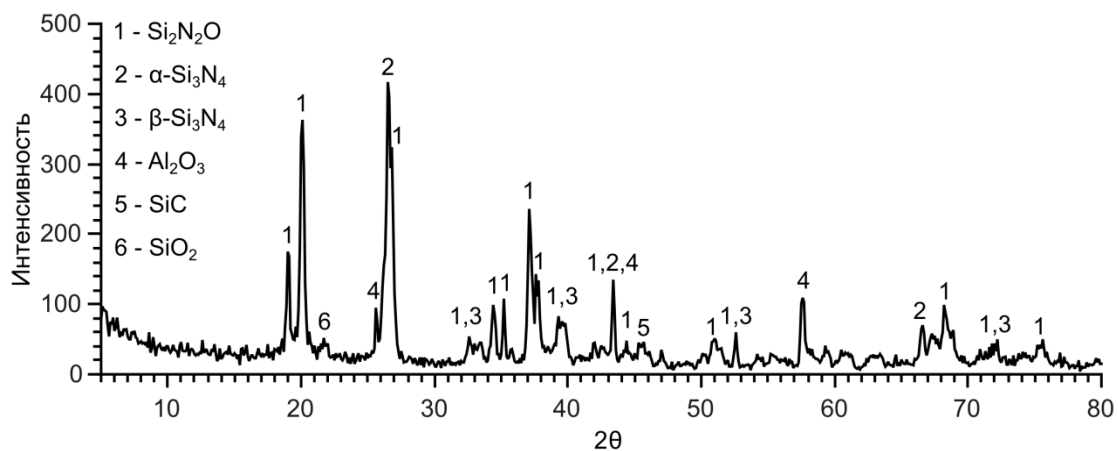


Рис. 2. Дифрактограмма оксинитрида кремния полученного при  $T=1600\text{K}$ .

Как известно реакционная способность порошков кремния с газообразным азотом зависят от многих факторов – температуры, давления, концентрации, размера исходных частиц, химической чистоты кремния и азота, времени спекания, присутствия катализатора и других примесей. Но на формирование конечных функциональных свойств, в частности, прочности и других функциональных свойств главным образом будут влиять ионно-ковалентные кристаллохимические связи, образующиеся между атомами кристаллической матрицы и образовавшихся соединений: Si-N, N-O, Si-O, Si-Si в процессе реакционного спекания.

**Закключение.** С помощью данного метода реакционного синтеза можно получать оксинитрид кремний  $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$ , что в отличие от классического температура реакционного синтеза на 400-500К ниже. Полученные материалы имеют хорошие физико-механические свойства и прочность.

1. Г-н Хиллер и С. Йонссон, «Термодинамический расчет системы Si-Al-ON», *Zeitschrift für Metallkunde*, vol. 83, п<sup>о</sup> 10, 15 февраля 1993 г., стр. 720-728
2. WR Ryall и Arnulf Muan, «Стабильность оксинитрида кремния» *Science*, vol. 165, п<sup>о</sup> 3900, 26 сентября 1969 г., стр. 1363-1364
3. Г-н Радван, Т. Кашиваги и Ю. Миямото, «Новый путь синтеза  $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$  - керамика на основе песка пустыни», *Журнал Европейского керамического общества*, т. 23, п 13, декабрь 2003 г., стр. 2337-2341
4. Ральф Ридель, *Керамическая наука и технология: Структуры*, Wiley-VCH, 18 апреля 2008 г., стр. 97.
5. Алан Э. Рубин, «Синоит ( $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$ ): Кристаллизация из ударных расплавов EL-хондрита», *Американский минералог*, т. 82, п<sup>кость</sup> 9-10, Октябрь 1997 г., стр. 1001-1006
6. Э. С. Махлин, *Материаловедение в микроэлектронике: влияние структуры на свойства тонкой пленки*, Elsevier, 9 декабря 2005 г., с. 36
7. Альберт Р. Ландгребе, «Тонкая изолирующая пленка из нитрида кремния и диоксида кремния», материалы шестого международного симпозиума, *Электрохимическое общество*, 2001, с. 191.
8. Ласанху К.А., Касмамытов Н.К. Технология получения, структура и свойства большеобъемных наноструктурированных нитридокремниевых материалов: науч. жур. ФИЗИКА №1, Бишкек, (2013). С. 45-49.
9. Ласанху К.А., Касмамытов Н.К. Технология, структура и физико-химические свойства керамокомпозиционных материалов: Украинская межд. науч.техн. конф. «Физико-химические проблемы в технологии тугоплавких неметаллических и силикатных материалов», (2011), УГХТУ Украина, г. Днепрпетровск, С. 30-31.
10. Lasanhu K.A., Kasmamytov N.K. Physical and chemical properties of large-dimensional nano- and ultrastructured ceramic-composite materials on the basis of a secondary silicon waste: Russia., Ufa, (2011), P.45.

11. Ласанху К.А., Касмамытов Н.К. О синтезе, структуре и физико-химических свойствах карбонитридных материалов, полученных из шламовых отходов кремния: КРСУ, Т. 12, №10, (2012), С. 93-95.
12. Ласанху К.А., Касмамытов Н.К. Структура и физико-химические свойства нано- и ультраструктурированных керамокомпозиционных материалов: III Межд. конф. «Перспективы технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов», Казахстан. г. Алматы, КазНУ им Аль-Фараби, (2011), С. 249-254.

УДК: 538.97

## ОПТИЧЕСКИЕ И ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ

Азаматов З.Т., Йулдошев М.А., Базарбаев Н.Н.

*Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники  
Национального университета Узбекистан, Ташкент, Узбекистан*

**Аннотация.** Работа посвящена изучению оптических и голографических свойств кристалла ниобата лития легированного железом ( $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ). Результаты исследований показывают, что с увеличением концентрации примеси железа максимальная дифракционная эффективность достигается при меньшей экспозиции. Изменение показателя преломления кристалла увеличивалось с  $10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$ .

**Ключевые слова:** Дифракционная эффективность, показателей преломления, светочувствительность, фоторефрактивные кристалл.

## OPTICAL AND HOLOGRAPHIC PROPERTIES OF IRON-DOPED LITHIUM NIOBATE PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS

Azamatov Z. T., Yuldoshev M. A., Bazarbayev N. N.

*Research Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics, National University of  
Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan*

**Abstract.** The work is devoted to the study of the optical and holographic properties of an iron-doped lithium niobate crystal ( $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ). The research results show that with an increase in the iron impurity concentration, the maximum diffraction efficiency is achieved at a lower exposure. The change in the refractive index of the crystal increased from  $10^{-5}$  to  $5 \cdot 10^{-5}$ .

**Keywords:** Diffraction efficiency, refractive index, light sensitivity, photorefractive crystal.

### Введение

В голографии для формирования интерференционной картины требуются два когерентных луча, один из которых называется опорным, а другой – объектным, рассеянным от объекта (необыкновенным). Результирующая интерференционная картина содержит информацию об амплитуде и фазе объектного луча. Интенсивность интерференционной картины можно записать, поместив соответствующий светочувствительный материал (например,

фотопленку или фоторефрактивный кристалл) в область интерференции. Этот записанный узор полос или решетка называется голограммой. Записанная голограмма, при освещении тем же опорным лучом, может рассеивать свет в направлении объектного луча. Дифрагированный луч содержит информацию о фазе и амплитуде исходного объектного луча.

Создание систем оптической обработки информации и развитие голографии с ее многочисленными приложениями поставило задачу поиска и разработки материалов, изменяющих свои оптические свойства, при воздействии лазерного излучения. Параметры систем оптической обработки информации главным образом определяются характеристиками регистрирующих сред. Например, для систем оперативной оптической обработки информации необходимы реверсивные среды, в отличие от фотографических эмульсий, которые имеют большие значения чувствительности ( $10^{-5}$  Дж/см<sup>2</sup>) и разрешающей способности, но не могут быть использованы многократного. Регистрирующие материалы для оптических систем обработки информации должны позволять производить запись информации с высокой плотностью, считывание без разрушения, легкую перезапись информации ( $10^7$ - $10^8$  циклов) с достаточной дифракционной эффективностью для воспроизведения информации [1].

Среди перспективных регистрирующих материалов для создания голографических систем оптической обработки информации, особое место занимают фоторефрактивные кристаллы, например – LiNbO<sub>3</sub>, легированный ионами железа в различных концентрациях [2]. Запись информации в сегнетоэлектрических кристаллах основана на эффекте локального обратимого изменения показателя преломления в этих кристаллах при освещении лазерным лучом. На фотоэлектрические свойства сегнетоэлектриков влияет спонтанная поляризация, с изменением которой, под воздействием света, появляется внутреннее поле, способствующее перераспределению носителей и образованию пространственного заряда. Поле пространственного заряда вследствие электрооптического эффекта вызывает изменение показателей преломления вещества.

В фоторефрактивном монокристалле дефекты возникают под действием лазерного излучения в освещенной области кристалла, через который проходит лазерный луч, чего нет вне освещенной области кристалла. Эти дефекты представляют собой флуктуирующие микро- и наноструктуры с измененными физическими параметрами (такими как показатель преломления, дифракционная эффективность, фото- и электропроводимость и др.) [3, 4]. Повышения чувствительности и скорости записи голографической информации, можно добиться изменением состава кристалла и особенностей его структуры. Наиболее интересной его частью является влияние порядка звеньев катионной подрешетки вдоль полярной оси на свойства фоторефрактивного эффекта. В работе [5] отмечено, что порядок звеньев катионной подрешетки определяет величину спонтанной поляризации в оптически нелинейных кристаллах с кислородно-октаэдрической структурой.

Среди большого количества синтезированных к настоящему времени фоторефрактивных материалов, перспективных в качестве голографических материалов, кислородно-октаэдрический монокристалл ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) выделяется долговременной памятью, обусловленной высокими электрооптическими и оптически нелинейными коэффициентами [6, 7]. Фоторефрактивные свойства  $\text{LiNbO}_3$  могут регулироваться и изменением стехиометрии (соотношение  $R = \text{Li/Nb}$ ) и легированием [8, 9]. При этом, как указано выше, значительно меняется порядок звеньев катионной подрешетки, состояние дефектов и величина спонтанной поляризации [9]. Монокристаллы  $\text{LiNbO}_3$ , обладающие сильным фоторефрактивным эффектом, могут быть получены легированием многозарядными катионами переходных металлов. Эти катионы (Fe, Cu, Mn, Ni и др.) называются «фоторефрактивными» и под действием лазерного излучения меняют свой заряд в кристалле, улучшая фоторефрактивный эффект.

Эффект фоторефракции, фото- и электропроводимость кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , в зависимости от его состава и состояния дефектности кристаллической решетки, изменяются в очень широких пределах. При этом происходит изменение ширины запрещенной зоны, которая для номинально чистого кристалла, составляет 3,4 эВ, что близко к значению, характерному для широкозонных полупроводников. Уменьшая ширину запрещенной зоны, можно приблизить свойства кристалла  $\text{LiNbO}_3$  к полупроводниковым, что позволяет в принципе разрабатывать материалы с кросс-эффектами. Легирование переходными металлами, в частности, ионами железа значительно увеличивает светочувствительность  $\text{LiNbO}_3$  в 500 раз [3], в работе также сообщается, что легирование Fe приводит к рекордной дифракционной эффективности голограммы порядка – 90%. В связи с этим исследования, проводимые для оптимизации фоторефрактивных свойств, приобретают большую актуальность.

**Методика эксперимента.** Отмечая выше сказанное, отметим, что интерес к исследованным механизмам голографической записи информации на кристаллах ниобата лития, легированных ионами железа – не вызывает сомнения.

В экспериментах по исследованию оптической записи в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  использовалась схема, приведенная на рис. 1

Запись производится лучом гелий-кадмиевого ( $\lambda=440$  нм) лазера. На этой длине волны кристаллы обладают значительной чувствительностью к оптическому искажению. Считывание производится He-Ne лазером с  $\lambda=630$  нм, для которой чувствительность кристалла незначительна, поэтому считывание не приводит к стиранию голограммы. В результате наложения двух плоских волн в кристалле возникает интерференционная картина в виде светлых и темных полос.

Дифракционная эффективность –  $\eta$  синусоидальной решетки, при считывании необыкновенным лучом с заданной длиной волны –  $\lambda$ , определяется формулой Когельника [10].

$$\eta = \sin^2\{\pi D \Delta n_e / [\lambda \cos(\theta/2)]\} \quad (1)$$

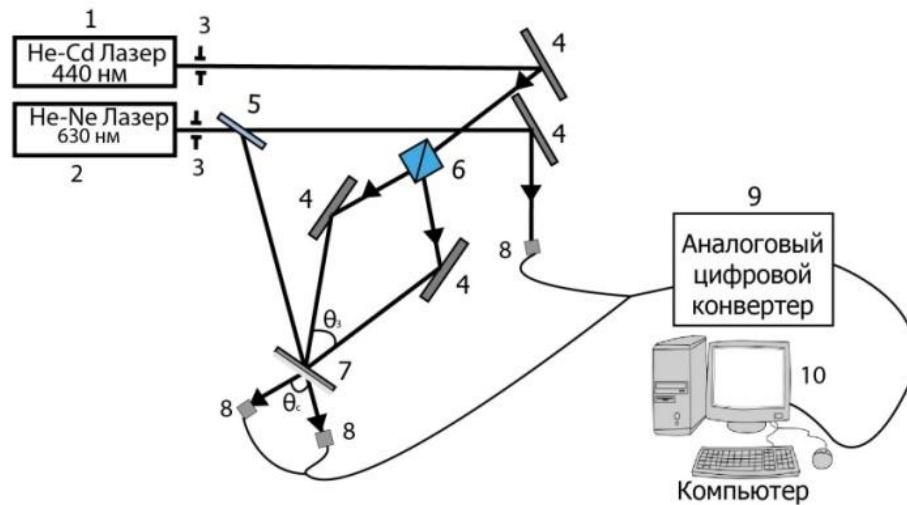


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1-записывающий лазер (He-Cd)  $\lambda=440$  нм, 2-считывающий лазер (He-Ne)  $\lambda=630$  нм, 3-диафрагма, 4-зеркала, 5-светофильтр, 6-призма Волластона, 7-образец, 8-фотоприемник, 9-аналоговый цифровой конвертер, 10-компьютер.

где  $\Delta n_e$  – амплитуда модуляции показателя преломления необыкновенного луча,  $D$  – толщина кристалла.

Экспериментально дифракционная эффективность определяется как отношение интенсивности дифрагированного считывающего луча к интенсивности луча, прошедшего через кристалл, когда голограмма в кристалле не записана. Наши результаты по оценке дифракционной эффективности определялись как отношение дифрагированного луча к интенсивности опорного луча, т.е. без учета отражения и рассеяния света в кристалле.

### Результаты и их обсуждение

Принципиальным вопросом при анализе механизма образования оптического повреждения  $\Delta n$  (изменения показателя преломления) является вопрос о его зависимости от длины волны облучающего света  $\lambda$ . Эта зависимость позволяет судить о обменах электронами между возбужденными и не возбужденными ионами железа, с переходом электронов в зону проводимости.

На рис. 2 приведены экспериментальные исследования зависимости влияния различных концентраций ионов железа в  $\text{LiNbO}_3$  на дифракционную эффективность голограмм –  $\eta$ , записанных (рис. 1) гелий-кадмиевым лазером ( $\lambda=440$  нм) в виде плоского волнового фронта (образец 1-0,005 вес.% Fe, образец 2- 0,020 вес.% Fe).

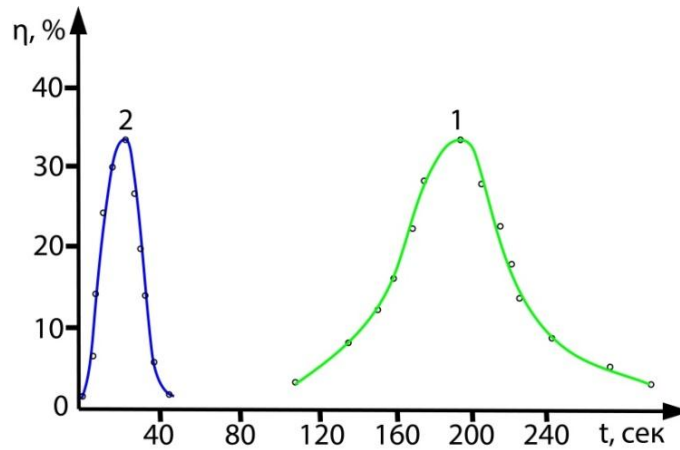


Рис. 2. Экспериментальные зависимости дифракционной эффективности голограмм от концентраций ионов железа и экспозиции при  $\lambda=440$  нм (образец 1-0,005 вес.% Fe, образец 2- 0,020 вес.% Fe).

Исследованная зависимость дифракционной эффективности от концентрации вносимых примесей показала, что полученные голограммы записанные на длине волны  $\lambda=440$  нм существенно различаются. Как видно из рис.2 светочувствительность, а значит – дифракционной эффективности, в образце – 2 в 7 раз больше, чем в образце – 1. Максимальная дифракционная эффективность  $\eta=34\%$ , полученная на волне с длиной  $\lambda=440$  нм, достигается при различных экспозициях.

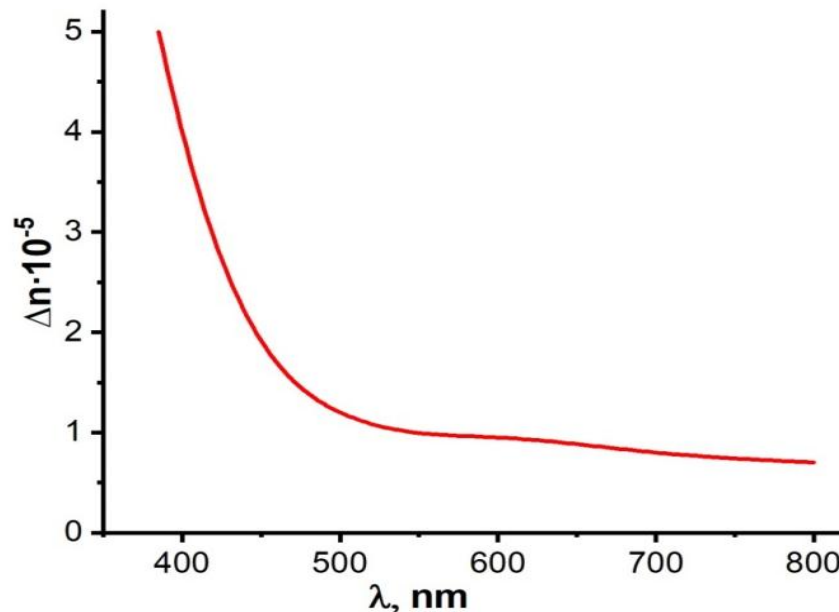


Рис. 3. Зависимость изменения показателя преломления кристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  от длины волны записывающего излучения.

По нашему мнению, это обусловлено существенным увеличением изменения показателя преломления  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  при  $\lambda < 500$  нм, которое приведено на рис. 3.

Используя формулу (1) можно найти изменение показателя преломления кристалла:



$$\Delta n_e = [\lambda \cos \frac{\theta}{2} / \pi D] \arcsin \sqrt{\eta} \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина волны считывающего излучения;  $\theta$  – угол между интерферирующими лучами. Значения  $\Delta n_e$  во время записи информации могут изменяться от  $10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Особенности голографической записи в  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  обусловлены анизотропией свойств кристалла и спецификой механизмов образования голограммы. Для практических применений кристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  важно знать механизмы изменения показателя преломления, исследуемые многими исследователями.

Как известно [3], использование переходных металлов в качестве легирующих добавок связано с их способностью обратимо отдавать d-электроны в зону проводимости под действием излучения. При легировании кристалла ионами  $\text{Fe}^{3+}$  поглощение света в нем вызывается ионизацией. Чувствительность к свету кристаллов, легированных железом, определяется концентрацией ионов  $\text{Fe}^{2+}$ , имеющих в решетке широкую полосу поглощения с максимумом около 400 нм. При фотовозбуждении  $\text{Fe}^{2+}$  отдает фотозлектрон в зону проводимости, который в процессе диффузии захватывается ионом  $\text{Fe}^{3+}$  в неосвещенной области. С ростом концентрации  $\text{Fe}^{2+}$  увеличивается поглощение на длине волны, на которой записывается информация, что приводит к повышению чувствительности кристалла к свету.

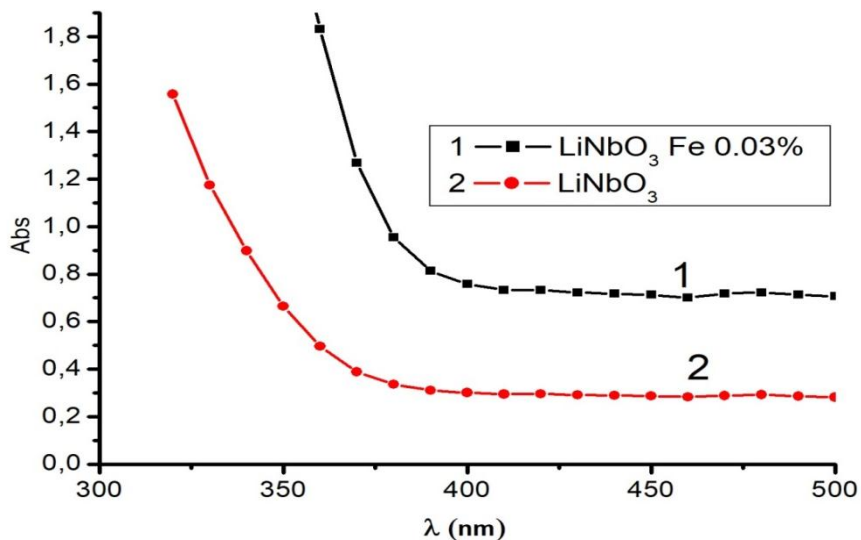


Рис. 4. Спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ .

Для сопоставления, на рис. 4 приведены спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ , из которого видно, что добавление примеси значительно увеличивает поглощения.

## Заключение

Увеличение концентрации примеси железа в ниобате лития приводит к увеличению дифракционной эффективности. Максимальная дифракционная эффективность  $\eta=34\%$ , полученная на волне с длиной  $\lambda=440$  нм, достигается при различных экспозициях, в зависимости от концентрации железа в кристалле, что обусловлено существенным увеличением изменения показателя преломления  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  при  $\lambda < 500$  нм. Значения изменение показателя преломления, во время записи информации, могут изменяться от  $10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азаматов З.Т., Расулов.И.К. Голографическая запись информации на кристаллах ниобата лития // Изв. АН УзССР. Сер.Физ-Мат.Наук. №3. 1984. с. 61-63.
2. Jonhston. W. Optical index damage in  $\text{LiNbO}_3$  and other phyroelectric insulators // *Z.appl.phys.* 1970. V. 41. p. 3279.
3. Азаматов З.Т., Йўлдошев М.А., Базарбаев Н.Н. Перспективы голографических систем хранения информации. // ДАН АН РУз., №1. Ташкент 2022 г. с. 17-21.
4. Wong K K 2002 *Properties of lithium niobate* // The Institution of Electrical Engineers (London, United Kingdom) Book. P. 411.
5. Khruk A.A. Структурный беспорядок и оптические процессы в кристаллах ниобата лития с низким эффектом фоторефракции // диссертация. (Апатиты on Moscow) p. 149. 2015.
6. Volk T and Wohlecke M. *Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching.* Berlin // Springer. 2008.
7. Воронов.В.В., Кузьминов.Ю.С., Осиков.В.В. Оптически индуцированное изменение показателя преломление в сегнетоэлектрических кристаллах и его использование для создания обратимой голографической памяти // Квантовая электроника. 1976 г. с. 2101-2126.
8. Palatnikov M.N., Sidorov N.V., Makarova O.V. and Biryukova I.V. 2017. *Fundamental aspects of the technology of highly doped lithium niobate crystals* // Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and mineral raw materials. Tananaeva I.V. (Апатиты on Moscow) Book. P. 241.
9. Sidorov N.V., Evstratova D.V., Palatnikov M.N., Syuy A.V., Gaponov A.Yu. and Antonycheva E.A. *Investigation of lithium niobate photorefractive properties by photorefractive light scattering and raman spectroscopy* // *Ferroelectrics.* Copenhagen University Library 2011, pp. 148-155.
10. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // *The bell system technical journal.* V.48. 1969. pp. 2909-2946.

УДК 621.315.592:535.4

## ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК СИСТЕМЫ As-Se

Азаматов З.Т., Базарбаев Н.И., Бекчанова М.Р.

Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан: [zakir.azamatov@mail.ru](mailto:zakir.azamatov@mail.ru)

**Аннотация:** рассмотрена возможность использования халькогенидных стеклообразных полупроводниковых пленок (ХСП) для записи и хранения голографической информации. Показаны зависимости дифракционной эффективности ( $\eta$ ), сдвига края оптического поглощения ( $\Delta\lambda$ ) пленок от предыстории исходного материала и от композиционных составляющих компонентов пленки.

**Ключевые слова:** Халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), дифракционная эффективность, мышьяк селенид As-Se, голограмма, коэффициент прозрачности образца.

## HOLOGRAPHIC CHARACTERISTICS OF CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTOR FILMS OF THE As-Se SYSTEM.

Azamatov Z.T., Bazarbaev N.I., Bekchanova M.R.

Research Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan: [zakir.azamatov@mail.ru](mailto:zakir.azamatov@mail.ru)

**Abstract:** The possibility of using chalcogenide glassy semiconductor films (CSS) for recording and storing holographic information is considered. The dependences of the diffraction efficiency ( $\eta$ ), the shift of the optical absorption edge ( $\Delta\lambda$ ) of the films on the prehistory of the initial material and on the composite components of the film are shown.

**Keywords:** Chalcogenide glassy semiconductors (CGS), diffraction efficiency, arsenic selenide As-Se, hologram, sample transparency coefficient.

### Введение

Развитие современной науки и техники, требующее значительного увеличения объемов записи, хранения и обработки информации, обуславливают необходимость разработки и совершенствования методов записи, основанных на применении различных носителей информации.

В настоящее время одним из эффективных путей решения проблемы надежного, долговременного хранения информации, с высокой информационной плотностью носителей – является применение голографического метода хранения информации. В последние годы во всем мире проводится комплекс теоретических и экспериментальных исследований по разработке голографических запоминающих устройств сверхвысокой

информационной емкости. Голографические методы позволяют записывать, хранить и восстанавливать информацию, представленную в виде картин, волновых полей, пространственных изображений и т.д. В них показано, что содержащие один или несколько халькогенов (S, Se, Te), халькогенные стеклообразные полупроводники (ХСП), являются перспективными регистрирующими материалами [1]. Развитие полупроводниковой физики и широкое применение сложных твердотельных материалов в изделиях микроэлектроники, в системах хранения и обработки информации, в различных объектах, выдвигает изучение природы процессов в этих материалах [2,3]. С этой целью нами исследовались голографические характеристики ХСП пленок.

### **Методика.**

Для определения дифракционной эффективности голограмм, записанных на образцах As-Se, была использована голографическая установка, схема которой приведена на рис.1.

Вся схема помещается на рабочей плите заводской экспериментальной установки УИГ-2М. Голографическая запись производилась по стандартной двухлучевой схеме. Угол сходимости  $\cong 30^\circ$ . Для устранения вибраций оптической схемы все элементы закрепляются на поверхности рабочей плиты, которая подвешена по принципу маятника. Для записи и считывания информации использован гелий-неоновый лазер He-Ne ЛГ-38 ( $\lambda=632,8$  нм).

Дифракционная эффективность оценивалась по отношению мощности излучения опорного луча, дифрагированного в 1-й порядок при восстановлении голограмм, к мощности излучения самого опорного луча.

Нами разработана методика исследований оптических и голографических свойств материалов системы As-Se в виде тонких пленок, нанесенных методом термического испарения в вакууме ( $10^{-5}$  торр) на не подогреваемые подложки. Исследованные пленки систем  $As_xSe_{1-x}$ , имели толщину 0,3-4,5  $\mu$ . Концентрация As и Se варьировалась от 40 до 60 атомных процентов и от 28 до 72 атомных процентов соответственно.

Выбор наиболее подходящего материала для записи информации лучом лазера того или иного типа определялся спектральной характеристикой пропускания полученной пленки. Для выполнения этого необходим ряд условий: во-первых, условие равномерного поглощения записывающего излучения для обеспечения эффективной записи голограмм во всем объеме, во-вторых, условие малого поглощения для получения наибольшей дифракционной эффективности. Выполнение этих условий в нашем случае реализуется выбором рабочей точки в области края собственного поглощения. Освещение образцов светом гелий-неонового лазера в большинстве случаев проводилось в области края поглощения, при больших значениях коэффициента поглощения [4].

Коэффициент пропускания исходных образцов и подложек измерялись до записи голограмм с использованием зондирующего пучка двадцатикратно – ослабленного светофильтром.

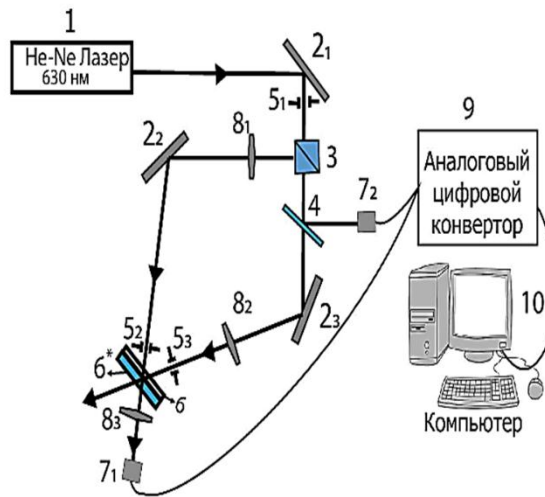


Рис.1. Экспериментальная схема исследования голографических характеристик ХСП пленок. 1 – лазер ЛГ-38; 2<sub>1</sub>, 2<sub>2</sub>, 2<sub>3</sub> – плоские зеркала; 3-кубическая призма; 4–полупрозрачная пластина; 5<sub>1</sub>, 5<sub>2</sub> – диафрагмы-маски; 6 – образец, 6\* подложка; 7<sub>1</sub>, 7<sub>2</sub> – регистрирующие приборы; 8<sub>1</sub>, 8<sub>2</sub>, 8<sub>3</sub> –затворы.

Установка работала в 3-х режимах:

1.Режим записи голограммы; затворы 8<sub>1</sub> и 8<sub>2</sub> открыты, затвор 8<sub>3</sub>-закрыт. 7<sub>2</sub> –регистрируется интенсивность записывающих пучков.

2.Режим измерения дифракционной эффективности ( $\eta$ ); Затвор 8<sub>1</sub> закрыт, затворы 8<sub>2</sub> и 8<sub>3</sub> открыты. 7<sub>2</sub> регистрирует интенсивность опорного луча, 7<sub>1</sub> – регистрируется интенсивность дифрагированного пучка.

3.Режим измерения коэффициента прозрачности образца (Т); Затворы 8<sub>1</sub> и 8<sub>3</sub> открыты, затвор 8<sub>2</sub>- закрыт. 7<sub>1</sub> – регистрирует интенсивность падающего, 7<sub>2</sub>-интенсивность проходящего пучка. Точность определения интенсивности дифрагированного пучка составляла 1,6%. Размер голограммы определялся маской и равнялся ~1,5мм.

Фотодатчики и, связанные с ними, регистрирующий приборы (7<sub>1</sub>, 7<sub>2</sub>) служат для измерения дифракционной эффективности  $\eta$ , коэффициента прозрачности образца Т и энергетических характеристик записи. Они отградуированы с учетом диафрагмирующего влияния масок (5<sub>1</sub>, 5<sub>2</sub>, 5<sub>3</sub>).

### Результаты и обсуждения.

Для исследований реверсивности и стирания записанных голограмм была использована термостатированная печь с прозрачными для света стеклами.

Определённые относительные значения дифракционной эффективности  $\eta$  и сдвига края оптического пропускания  $\Delta\lambda$  в 1-ом цикле записи приведены на рис. 2. Разброс их значений обусловлен, очевидно, некоторой неоднородностью толщин пленок. Максимальное пропускание наблюдалось в пленках, полученных из образца с  $T_{обр} \sim 500^\circ\text{C}$ .

Следует отметить, что полного стирания предыстории не происходит даже после отжига пленки при температуре стирания ( $T_{ст}$ ). В итоге величина реверсивного оптического сдвига края поглощения после несколько циклов «запись-стирание» для всех образцов принимала одинаковое значение. Что касается дифракционной эффективности ( $\eta$ ), то следует отметить, что наблюдаемые зависимости её от толщины образцов имеют, примерно, аналогичный характер для всех температур обработки, т.е. предысторий исходного материала. Однако, абсолютные значения  $\eta$  различны. Они растут с увеличением  $T$ , достигая максимального значения при  $T \sim 500$  °C (рис 2.).

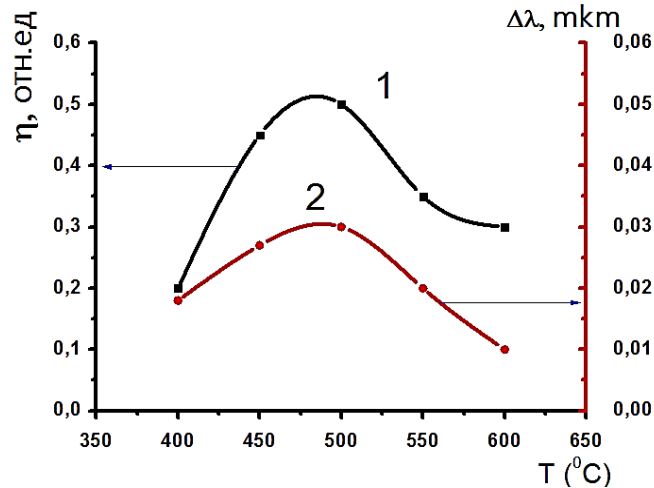


Рис 2. Изменение дифракционной эффективности ( $\eta$ ) и сдвига края оптического поглощения ( $\Delta\lambda$ ) пленок, полученных из объемных материалов с различной предысторией.

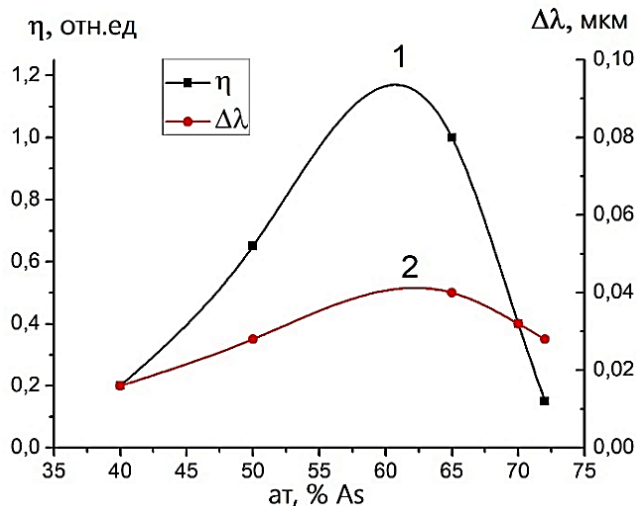


Рис.3 Композиционные зависимости дифракционной эффективности (1) и сдвига края оптического поглощения (2) в As-Se пленках.

Спектральную зависимость оптического пропускания свеженапыленных, отожженных пленок в области края фундаментального поглощения (0,4-1,0 мкм) изучали на спектрофотометре Shumadzu. На кривых зависимостей  $\Delta\lambda$  и  $\eta$  от  $T_{обр}$  (см.рис.2) отмечен максимум в области  $\sim 500$ °C. Механизм влияния

структурных особенностей объемных образцов на характеристики фотоиндуцированных превращений в пленках трудно проанализировать детально [5,6,7]. Однако, важно подчеркнуть факт наличия такой зависимости и значительное, более чем в 2 раза, изменение дифракционной эффективности при изменении тепловой предыстории исходного материала.

Композиционные зависимости дифракционной эффективности и сдвига края оптического поглощения для пленок системы As-Se (рис.3.) имеют максимум для пленок с содержанием мышьяка  $\sim 65$  ат%. Уменьшение дифракционной эффективности при увеличении содержания As более 65 ат%, очевидно, объясняется неустойчивостью пленок, состав которых выходит за пределы области их стеклования. Возрастание дифракционной эффективности при изменении концентрации мышьяка от 40 до 65 ат%, вероятно, обусловлено причинами, аналогичными рассмотренным для три селенида мышьяка с различной тепловой предысторией [8].

### **Заключения.**

Установлено, что зависимости значений дифракционной эффективности голограмм и сдвига края оптического поглощения пленок As-Se от температуры обработки исходного материала имеют экстремальный характер с максимальным значением при  $T_{обр} \approx 500^\circ\text{C}$ . Необходимо отметить значительное, более чем в 2 раза изменение дифракционной эффективности при изменении тепловой предыстории исходного материала.

Получены экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу существенного влияния предысторий и объемных содержаний, вводимых халькогенов в мышьяк, на абсолютные значения оптико-голографических параметров исследуемых материалов.

Показана возможность использования таких халькогенидных стеклообразных полупроводников (пленок As-Se) как перспективных материалов в системах оптической обработки и хранения информации.

### **Литература**

1. А.З. Т. Азаматов, Ш. Б. Утамурадова, Н. Н. Базарбаев, М. Р. Бекчанова, Т. З. Азаматов, А. Б.Бахромов. Голографические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводниковых пленок. Прикладная физика, 2022, №2. С. 39-45.
2. Акаев.А.А., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М. Голографические системы хранения и выборки информации. Илим.Бишкек; СПб.,2000.С.408.
3. Н.К.Джаманкызов, А.М.Пецкус, С.Б.Гуревич, К.М.Жумалиев.Влияние процессов записи на информационные характеристики записываемых голограмм. Москва ДИАЛОГМИФИ 2004. С.11.

4. Tanaka K. Have we understood the optical absorption edge in chalcogenide glasses // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2016. – №431. – С. 21–24.
5. Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках /под ред. К.Д. Цендина. – СПб.: Наука, 1996. – 486 с.
6. Lyubin V., Klebanov M., Shapiro L., Lisiansky M., Spektor B., Shamir J. Peculiarities of Photorefractive Effect in thick Glassy As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> Films // J. of Optoelectr. and Adv. Mater. 1999. V. 1. № 3. P. 31–35.
7. Anisimova N. I., Bordovsky G. A., Bordovsky V. A., Castro R. A. The Photoinduced Change of Dissolution Rate in As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> Glasses // Radiation Effects and Defects in Solids. 2000. V. 156. № 4. P. 365–369.
8. Азаматов З. Т., Минаев В. С., Михалев Н. И. Влияния тепловой предыстории и состава на фотостимулированные превращения в пленках системы As-Se: // сб. «Аморфные и стеклообразные полупроводники в пленках системы As-Se». – Калининград, 1982.
9. А. Е. Курганова, Г. Е. Снопатин, А. И. Сучков. Определение макросостава стекол систем As-S, As-Se, As-S-Se методом рентгенофлуоресцентного анализа неорганические материалы. // НЕОРГАНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, 2009, том 45, № 12, с. 1506-1510.

**УДК: 535.361**

## **СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДЛЯ ДЕФЕКТОСКОПИИ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

**З.Т.Азаматов, Н.Н. Базарбаев, А.Б. Бахромов**

Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники  
Национального университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан: [zakir.azamatov@mail.ru](mailto:zakir.azamatov@mail.ru)

**Аннотация:** Рассмотрены основные принципы цифровой широкоугольной или сдвиговой спекл-интерферометрии и примеры применения её современных методов. Предложена и реализована схема компактного спекл-интерферометра для цифровой широкоугольной на основе интерферометра Майкельсона. Реализован программный алгоритм получения широкоугольных. Приведены результаты экспериментов по обнаружению дефектов конструкций и сварочных швов, по наличию зон с неоднородной деформацией.

**Ключевые слова:** спекл-интерферометрия, широкоугольный, деформация поверхности, неразрушающий контроль.

## **SPECKLE INTERFEROMETRY FOR DEFECTOSCOPY OF MICROELECTRONICS ELEMENTS**

**Z.T.Azamatov, N.N. Bazarbaev, A.B. Bahromov**



Research Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan: [zakir.azamatov@mail.ru](mailto:zakir.azamatov@mail.ru)

**Abstract:** The basic principles of digital shearography or shear speckle interferometry and examples of the application of its modern methods are considered. A scheme of a compact speckle interferometer for digital shearography based on the Michelson interferometer is proposed and implemented. A software algorithm for obtaining shearograms has been implemented. The results of experiments on the detection of defects in structures and welds, on the presence of zones with inhomogeneous deformation are presented.

**Keywords:** *speckle-interferometry, shearography, surface deformation, non-destructive testing.*

## Введение

Создание новых и совершенствование имеющихся конструкционных материалов обуславливает необходимость установления корреляционной связи между их структурой и свойствами, достигаемые исследованиями их деформационного поведения. Для решения этих задач могут быть привлечены разные методы неразрушающего контроля, в частности оптические, которые позволяют регистрировать процессы, происходящие в материале в процессе непосредственного внешнего воздействия.

Одним из бурно развиваемых в последнее время оптических методов является с метод корреляционной спекл-интерферометрии или так называемый метод сдвиговой спекл-интерферометрии (ширографии-shearography) [1]. Основными преимуществами метода являются точность оценки деформации, при чем бесконтактного, независимость от формы и поверхности исследуемого материала, а также простота настройки и эксплуатации, возможность напрямую измерять градиенты деформации в реальном времени, обнаруживать критические дефекты материалов.

В настоящее время метод ширографии широко применяется для измерения деформаций поверхности [2], измерения внеплоскостных смещений и внутриплоскостных напряжений [3], измерения остаточных напряжений [4], исследования стационарных вибраций и деформаций во времени [5]. Для задач микроэлектроники метод ширографии можно использовать для оценки герметичности корпусов микроэлектронных приборов [6].

Несмотря на то, что применению метода сдвиговой спекл-интерферометрии за последнее посвящено много работ, весьма актуальной является задача по разработке недорогого компактного спекл-интерферометра (ширографа) для экспресс-анализа и дефектоскопии.

### Основные принципы

На рис.1 показана типичная схема для цифровой ширографии, использующая интерферометр Майкельсона в качестве сдвигового устройства [7]. Излучение лазера расширяется линзой для освещения необходимой площади поверхности исследуемого объекта. Рассеянное от поверхности объекта излучение образует изображение в виде спекл-картины которое через интерферометр Майкельсона передается на ССД матрицу, находящуюся в

плоскости изображения. Повернув одно из зеркал интерферометра Майкельсона на малый угол в горизонтальном или вертикальном направлении, получаем сдвиговый интерферометр Майкельсона, который делит изображение так, что два идентичных, но смещенных изображения формируют изображение в ССД камере. На рисунке показано, что отраженные лучи лазерного излучения от двух точек P1 и P2, находящихся на расстоянии  $\delta x$  на поверхности объекта, совместятся в одну точку P в плоскости изображения, где когерентные лазерные лучи интерферируют друг с другом, образуя таким образом спекл-интерферограмму. Величину и ориентацию  $\delta x$  называют сдвиговой величиной и соответственно ориентацией.

Ширографическое изображение можно математически представить [9] как

$$I = I_0 [1 + \mu \cos \phi] \quad (1)$$

где  $I$  – распределение интенсивности на спекл-картине в плоскости изображения камеры,  $I_0$  – интенсивность сдвинутого вбок изображения (которая может считаться как постоянный член),  $\mu$  – амплитудная модуляция спекл-картины, и  $\phi$  – произвольная фаза. После деформации объекта распределение интенсивности спекл-картины изменяется на  $I'$ , что описывается уравнением

$$I' = I_0 [1 + \mu \cos(\phi + \Delta)] \quad (2)$$

где  $\Delta$  – изменение фазы вследствие деформации.

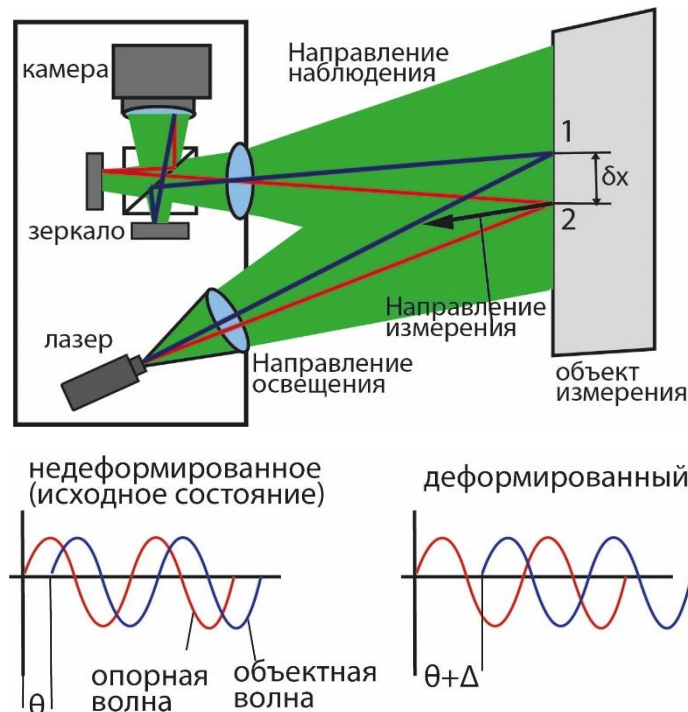


Рис. 1. Схема цифровой широкографии с интерферометром Майкельсона.

Следует отметить, что в уравнениях (1) и (2) содержится произвольная величина  $\phi$ , что не позволяет интерпретировать информацию, полученную на спекл-изображениях. Однако, вычисление разности между значениями интенсивностей в двух спекл-изображениях позволяет получить картину полос, описываемую следующим уравнением:

$$I_d = 2I_0 \left[ \mu \sin \left( \phi + \frac{\Delta}{2} \right) \sin \left( \frac{\Delta}{2} \right) \right] \quad (3)$$

где  $I_d$  – попиксельная разность интенсивностей.

Уравнение (3) показывает картину образования полос (широграмму), описывающую разность фаз  $\Delta$ , в которой темные полосы соответствуют  $\Delta=2n\pi$ , где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$  - порядок полос, а яркие полосы соответствуют половине порядка. Отметим, что в широграмме используется абсолютное значение  $I_d$ , поскольку значение интенсивности изображения не может быть отрицательным.

Фаза  $\phi$  спекл-интерферограммы не может быть напрямую записана ССД камерой, но ее можно определить с помощью трех или более цифровых изображений интенсивностей. Для получения таких результатов необходимо использовать фазосдвигающую методику, временную или пространственную. Для проведения статических измерений используется временная фазосдвигающая методика, которая позволяет тестировать объекты на обнаружение дефектов в металлах и композитах, исследование концентраторов напряжений, изучение процессов деформации и разрушения в статических и квазистатических условиях.

Метод временной фазосдвигающей широкографии заключается в следующем [10]. Проблема заключается в том, что цифровая камера регистрирует только интенсивность интерферограммы, которая описывается уравнением

$$I = a + b \cos \phi \quad (4)$$

в этом уравнении три неизвестных:  $a, b, \phi$ .

Чтобы рассчитать фазу, необходимо как минимум три уравнения. Их получают добавлением заранее известного угла сдвига по фазе, например, перемещением зеркала широкографа с интерферометром Майкельсона на заданную величину. При этом, для сдвига фаз на  $120^\circ$  необходимо сдвинуть зеркало для излучения лазера с длиной волны 532 нм на  $\lambda/6$ , т.е. на 88,7 нм. Для этого необходимо пьезокерамический актуатор (PZT), позволяющий реализовать перемещения на такие величины с большой точностью (1 нм). На актуатор закрепляется одно из зеркал интерферометра Майкельсона.

Схема с использованием трех уравнений (со сдвигом фаз на  $120^\circ$ ) является минимально достаточной. Для каждого пикселя спекл-интерферограммы имеем [8]:

$$I_1 = a + b \cos(\phi + 0) \quad (5)$$

$$I_2 = a + b \cos(\phi + 120^\circ) \quad (6)$$

$$I_3 = a + b \cos(\phi + 240^\circ) \quad (7)$$

Из системы уравнений получим значение фазы

$$\phi = \arctan \left[ \frac{\sqrt{3}(I_3 - I_2)}{2I_1 - I_2 - I_3} \right] \quad (8)$$

Для образца под нагрузкой фаза меняется на  $\phi' = \phi + \Delta$ , аналогично вычисляем:

$$\phi' = \phi + \Delta = \arctan \left[ \frac{\sqrt{3}(I'_3 - I'_2)}{2I'_1 - I'_2 - I'_3} \right] \quad (9)$$

Карту распределения разности фаз  $\Delta$  получаем вычитанием значений  $\phi$  из значений  $\phi'$

При этом :

$$\Delta = \begin{cases} \phi' - \phi & \text{для } \phi' \geq \phi \\ \phi' - \phi + 2\pi & \text{для } \phi' < \phi \end{cases} \quad (10)$$

Аналогично, для схемы с использованием четырех уравнений, со сдвигом фаз на  $90^\circ$  :

$$\phi = \arctan \left[ \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right] \quad (11)$$

и

$$\phi' = \phi + \Delta = \arctan \left[ \frac{I'_4 - I'_2}{I'_1 - I'_3} \right] \quad (12)$$

а для схемы из пяти уравнений, со сдвигом фаз на  $90^\circ$  :

$$\phi = \arctan \left[ \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1} \right] \quad (13)$$

$$\phi' = \phi + \Delta = \arctan \left[ \frac{2(I'_2 - I'_4)}{2I'_3 - I'_5 - I'_1} \right] \quad (14)$$

Необходимо отметить, что схемы с четырьмя и пятью уравнениями требуют больших затрат времени, но имеют преимущества в компенсации неточностей позиционирования фазосдвигающего зеркала на пьезоэлементе).

На рис. 2 Излучение лазера расширяется короткофокусной линзой и направляется зеркалом на исследуемый объект, закрепленный в нагрузочном устройстве. Деформирующая нагрузка на объект регулируется микрометрическим винтом. Сдвиг изображения  $\delta x$  в схеме с интерферометром Майкельсона устанавливается поворотом зеркала на поворотном столике в одном из плеч интерферометра. Контроль величины сдвига осуществляется по

изображению сетки, состоящей из ячеек  $10 \times 10$  мм, установленной на месте исследуемого объекта. Излучение, отраженное от объекта, попадает в интерферометр и после него фокусируется объективом на матрицу ССД камеры, таким образом регистрируются спекл-изображения объекта без нагрузки и при различных деформирующих нагрузках.

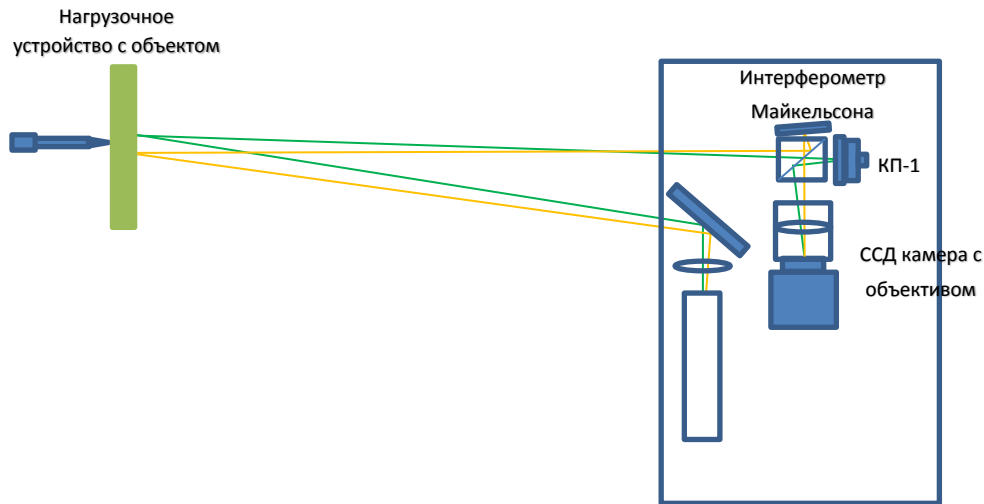


Рис.2. Оптическая схема измерений широгографом с интерферометром Майкельсона.

Для получения картины распределения полос проводили попиксельное вычитание значений интенсивности двух соответствующих спекл-изображений без нагрузки и с нагрузкой. Для этого была разработана компьютерная программа “Image Difference” с дружественным интерфейсом, позволяющая получить наглядные картины полос распределения интенсивностей т.е. – широгограмм.

Эксперименты показали, что от величины сдвига зависит количество наблюдаемых интерференционных полос. Полосы на широгограммах отражают области с разностью фаз, возникающей вследствие разной деформации исследуемой поверхности. Это означает, что одинаковые значения разности фазы, то есть, соответственно, одинаковые значения градации серого какого-либо пикселя на данных широгограммах соответствуют одинаковым значениям деформации исследуемого объекта. Несмотря на то, что картина интерференционных полос, полученная по схеме с бипризмой Френеля выше по качеству, выбор был сделан в пользу схемы с интерферометром Майкельсона, т.к. в этой схеме возможно произвольно устанавливать необходимое значение сдвига с помощью зеркала на поворотном столике, а также возможно применять фазосдвигающую методику для количественных измерений картины распределения фаз, применяя перемещение зеркала на пьезоактуаторе. На рис. 3 показаны расположение основных оптических

элементов в широкографе по схеме с интерферометром Майкельсона и внешний вид устройства.

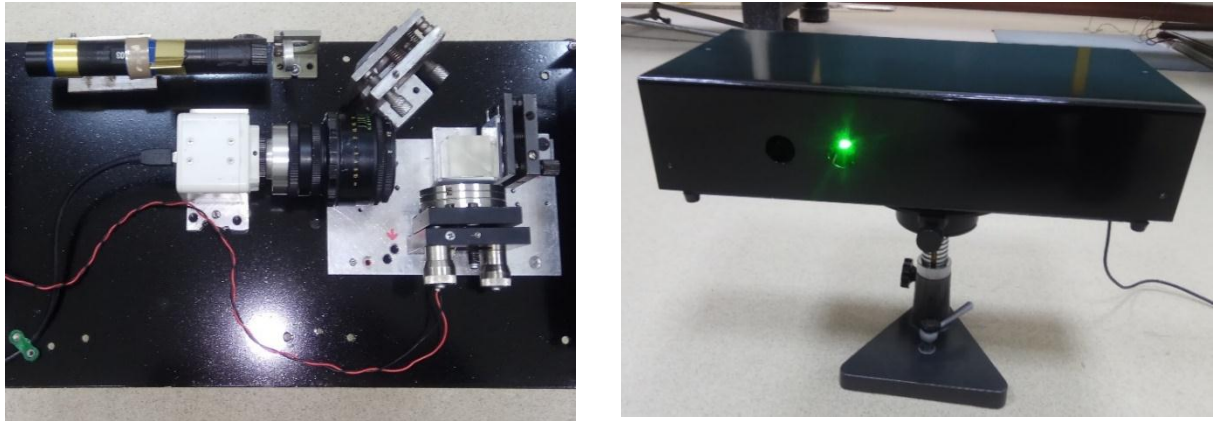
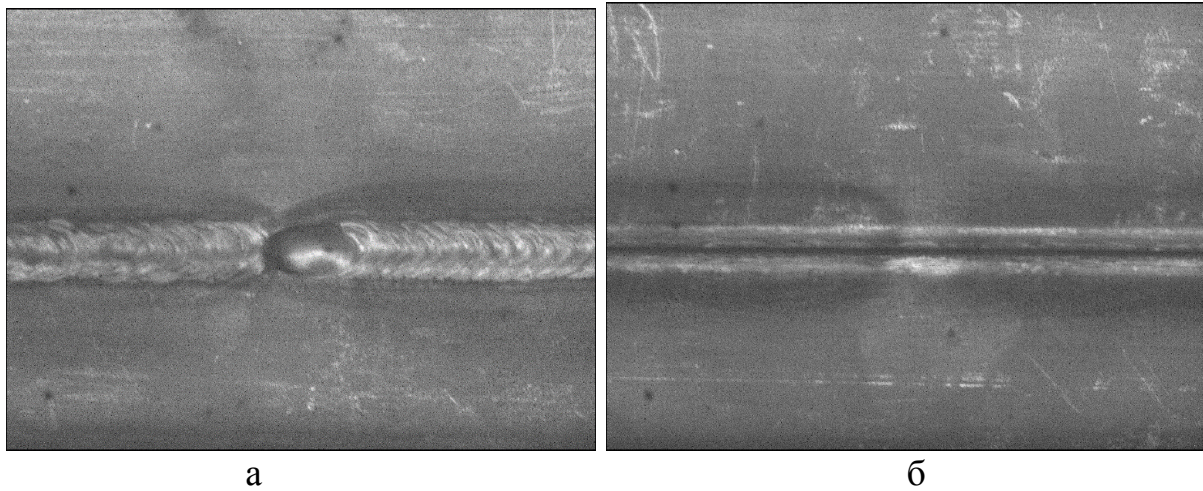


Рис. 3. Фотографии расположения основных оптических элементов и внешний вид широкографа.

При этом в качестве конструктивных элементов широкографа используются традиционные недорогие комплектующие: лазерная указка JD 303, черно-белая ССД-камера EVS VAC 136, объектив Гелиос-44, пьезоактуатор КП-1.

Для исследования возможности экспресс-анализа механических дефектов с помощью широкографа были проведены эксперименты по получению спекл-изображений образца со сварным швом, имеющим явный дефект.



а  
б  
Рис. 4. Фотографии шва с лицевой (а) и обратной (б) стороны.

На рис. 4 показаны фотографии сварного шва, соединяющего две пластины из нержавеющей стали толщиной 5 мм с лицевой (а) и обратной стороны (б). Из рисунка видно, что шов имеет дефект в виде прерывания и застывшей капли в месте прерывания, причем с обратной стороны этот дефект визуально не наблюдается.

Широграф был установлен на расстоянии 60 см от исследуемого объекта. Величина сдвига интерферометра 5мм. Для получения нагрузки и

внеплоскостных деформаций пластина из нержавеющей стали нагревалась спиртовой горелкой в районе сварного шва в течение 30-40 секунд. Затем получали последовательные спекл изображения объекта по мере остывания с интервалом 5 – 15 секунд. С помощью разработанной программы “Image Difference” проводили попиксельное вычитание значений интенсивностей двух соответствующих спекл-интерферограмм и получали картины полос распределения интенсивностей (широграммы).

На рис. 5 показаны картины распределения полос (широграммы), полученные из спекл-изображений, снятых со стороны сварного шва в области дефекта шва. С остыванием образца разность между первоначальным нагретым состоянием и конечным возрастает, что выражается в увеличении количества интерференционных полос.

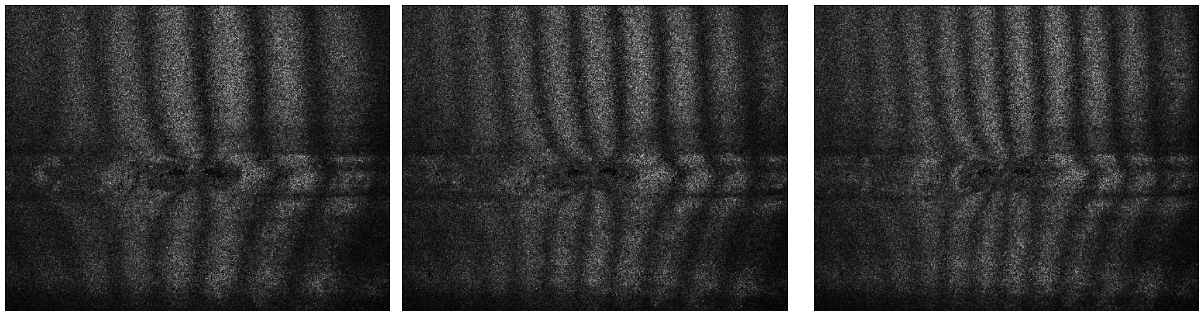


Рис. 5. Распределение полос в области дефекта сварного шва по мере остывания образца. Вид со стороны шва.

На рисунке видны характерные искривления интерференционных полос в области прерывания шва, что свидетельствует о наличии в том месте неоднородной деформации. Для сравнения на рис. 6 показаны широграммы, полученные из спекл-изображений, снятых вблизи непрерывной области сварного шва. На этих широграммах искривлений интерференционных полос, а значит и неоднородных деформаций не наблюдается.

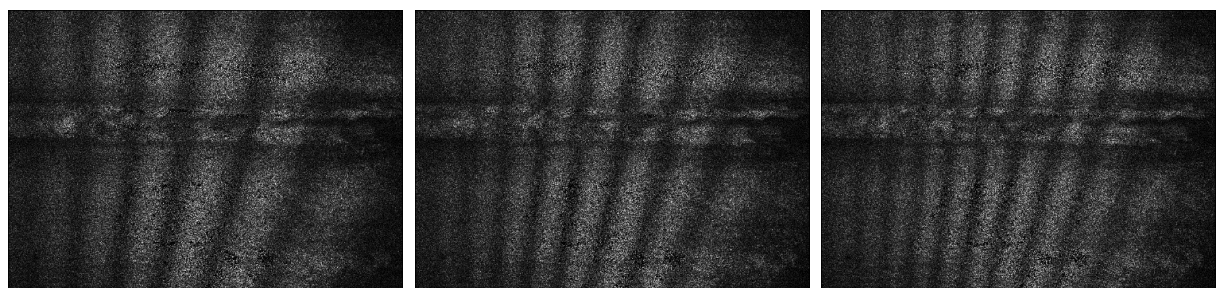


Рис. 6. Распределение полос в области непрерывного сварного шва по мере остывания образца. Вид со стороны шва.

На рис. 7 и 8 показаны широграммы, полученные из спекл-изображений, снятых вблизи шва с обратной стороны образца, причем расположение дефекта на рис. 7 приблизительно в центре картины, а на рис. 8 смещено к краю изображения.

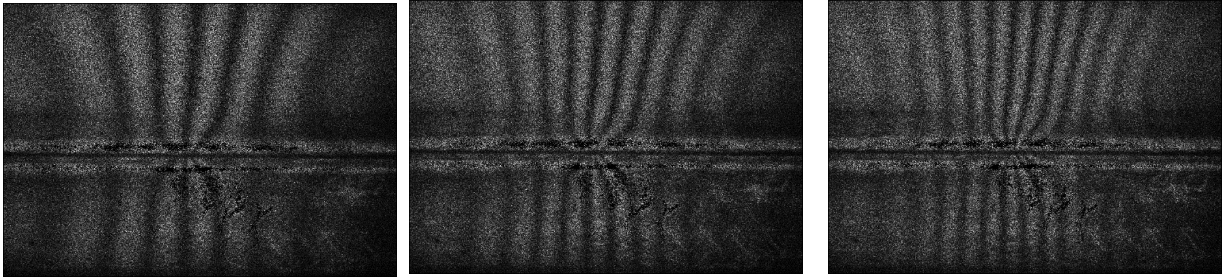


Рис. 7. Распределение полос в области дефекта сварного шва по мере остывания образца. Вид с обратной стороны шва.

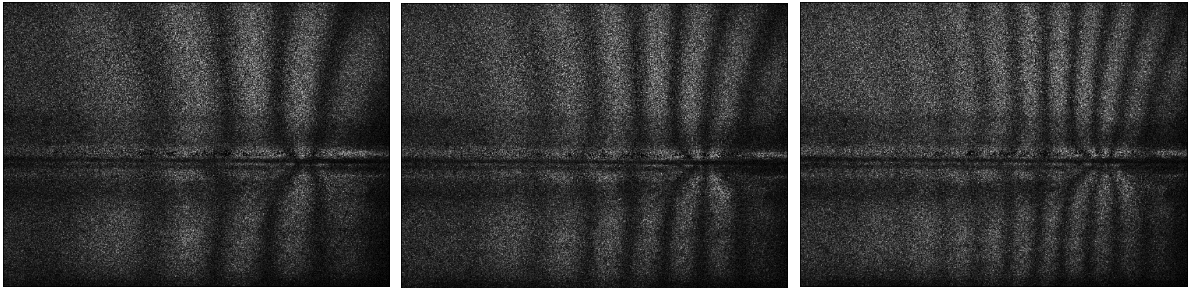


Рис. 8. Распределение полос в области дефекта сварного шва по мере остывания образца. Дефект смещен к краю картины. Вид с обратной стороны шва.

Из рис. 7 и 8 видно, что по искажению картины полос можно определить местонахождение неоднородностей деформации, а значит дефектов сварного шва, несмотря на то что дефект находится с обратной стороны пластины и не виден при визуальном наблюдении.

Когда испытываемый объект, содержащий дефект, в нашем случае сварной шов, подвергается нагрузке, возникает концентрация напряжений в окрестности дефекта. Если дефект находится неглубоко от поверхности, концентрация напряжений приводит к аномалиям распределения поверхностных напряжений. Эти аномалии затем преобразуются в аномалии распределения полос, если сравнивать два спекл-изображения объекта, полученные одно без- и одно под нагрузкой. Таким образом, с помощью ширографии можно выявить дефекты, поверхностные и внутренние, путем идентификации аномалий в картине полос, при этом тестирование является бесконтактными и по всему полю [8-10]. Одним из важнейших условий является подбор подходящей для ширографии величины нагрузки, поэтому при разработке метода неразрушающего контроля большое внимание уделяется разработке практических способов нагрузки объекта для выявления дефектов. В идеале, величина нагрузки должна быть сходной с нагрузками в процессе эксплуатации, чтобы выявлять дефекты, критичные и губительные для работы деталей, и игнорировать незначительные косметические дефекты, не нарушающие структурную целостность тестируемого объекта, при этом важным условием должно быть ограничение движения самого объекта как целого в процессе нагрузки, так как это движение приводит к искажению



спекл-изображений и деградации качества полос. В нашем случае, простой кратковременный нагрев позволил создать необходимую величину нагрузки для выявления дефекта сварного шва.

### **Выводы**

Метод ширографии, являясь оптическим методом, представляет широкие возможности неразрушающего контроля дефектов конструкций и материалов. Несмотря на то, что метод основан на принципах интерферометрии, он не требует сложной оптической системы и ее регулировки и не критичен к условиям стабильности окружающей среды. Однако, для метода ширографии существует и ряд ограничений. Одним из них является требование отсутствия перемещений испытуемого объекта как целого. Превышение перемещения или поворота испытуемого объекта на величину, большую чем размер спекла приводит к декорелляции спекл-картины и стиранию картины распределения полос. Несмотря на это, ширография становится практическим методом контроля и находит все более широкое применение в промышленности. В данной работе описан компактный спекл-интерферометр широграф и его применение для неразрушающего контроля дефектов конструкций. Разработанный компактный цифровой широграф позволяет оперативно получить качественную информацию наличия деформационных дефектов в конструкциях и деталях. При этом, с помощью данного ширографа можно последовательно исследовать конструкции и детали по всей их поверхности. Благодаря подключению к компьютеру и наличию программного обеспечения устройство обеспечивает оперативное получение информации и ее обработку. Также разработанный широграф можно применять для исследований, использующих фазосдвигающий принцип измерения для получения количественных оценок величин деформаций и напряжений в конструкциях и деталях.

### **Список использованной литературы**

1. W. Steinchen, Digital Shearography. Theory and application of digital speckle pattern shearing interferometry. – Washington: SPIE press, 2003 – 312 p.
2. K.W. Long, 3-Beam phase shift shearography for simultaneous measurement of in-plane and out-of-plane displacements and its applications to residual stress measurements, Ph.D. Dissertation, Oakland University, 1996.
3. Y.Y. Hung, J.Q. Wang, Dual-beam phase shift shearography for measurement of in-plane strains, Opt. Lasers Eng. 24 (5–6) (1996) 403–413.
4. Y.Y. Hung, K.W. Long, J.W. Wang, Measurement of residual stress by phase shift shearography, Opt. Lasers Eng. 27 (1) (1997) 61–73.
5. F. Chen, C.T. Griffen, Y.Y. Hung, Stroboscopic phase shifting shearography for automated vibration measurement, in: Proceedings of the 15th Biennial Conference on Mechanical Vibration and Noise 1995 ASME Design Engineering Technical Conferences, vol. 3, part C, Boston, Massachusetts, September 17–20, 1995, pp. 1399–1415.

6. Y.Y. Hung, Dahuan Shi, Technique for rapid inspection of hermetic seals of microelectronic packages using shearography, *Opt. Eng.* 37 (5) (1998) 1406–1409.
7. J.A. Leendertz, J.N. Butters, An image shearing speckle pattern interferometer for measuring bending moments, *J. Phys.: E Sci. Instrum.* 6 (11) (1973) 1107–1110.
8. Y.Y. Hung, Shearography: a novel and practical approach to nondestructive testing, *J. Nondestructive Eval.* 8 (2) (1989) 55–68.
9. Y.Y. Hung, Automated shearography for nondestructive testing and strain measurement, in: *Proceedings of the SPIE Conference on Nondestructive Evaluation of Aircraft, Airports, Aerospace Hardware and Materials*, vol. 2455, Oakland, California, June 6–8, 1995, pp. 238–249.
10. Y.Y. Hung, Computerized shearography and its application for nondestructive evaluation of composites, in: C.H. Jenkins (Ed.), *Manual on Experimental Methods of Mechanical Testing of Composites*, Society for Experimental Mechanics, 1998 (Chapter 17).

**УДК: 930, 548.0 (04)**

## **СИНТЕЗ ВОЛОКОН МЕТОДОМ МИКРОВОТЯГИВАНИЯ**

Мамытбеков У.К.<sup>1</sup>, Эгамбердиева А.А.<sup>2</sup>, Кидибаев М.М.<sup>1</sup>, Денисов Г.С.<sup>1</sup>,  
Асаналиева Т.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальная академия наук Кыргызской Республики, 720071, г. Бишкек, пр. Чуй, 265-а, E-mail: ulan-mk@bk.ru*

<sup>2</sup>*Кыргызский национальный университет им. Ж. Баласагына, 720033, г. Бишкек, ул.: Фрунзе 547, E-mail: egamberdieva.aysuluu@mail.ru*

<sup>3</sup>*Кыргызский государственный университет геологии, горного дела и освоение природных ресурсов им. академика У.Асаналиева, г. Бишкек.*

**Аннотация.** В работе исследованы спектры рентгенолюминесценции кристаллов фторидов натрия и лития, легированные ураном и второй примесью, а также безурановых образцов. Спектры РЛ (рентгенолюминесценции) кристаллов измерены на установке АСНИ, РОСТТ (автоматизированная система научных исследований радиационно-оптических свойств твёрдых тел) для научных исследований при комнатной температуре с использованием рентгеновского аппарата УРС-55 (40 кВ, 10 мА), монохроматора МДР-4 и счетно-фотонного тракта на основе фотоумножителя ФЭУ-106.

Были идентифицированы полосы свечения при 274нм обусловлена автолокализованными экситонами (АЛЭ) пиков, связанных с неконтролируемыми примесями ионов РЗЭ.

**Ключевые слова:** монокристалл, рост, выращивание, волокна, измерение, спектр, рентген, люминесценция, амплитуда, температура, максимум, образец, запрещенная зона, редкоземельный элемент.

## SYNTHESIS OF FIBERS BY THE MICRO-EXTENSION METHOD

Mamytbekov U.K.<sup>1</sup>, Egamberdieva A.A.<sup>2</sup>, Kidibaev M.M.<sup>1</sup>, Denisov G.S.<sup>1</sup>,  
Asanalieva T.M.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, academician J. Jeenbaev National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic, 720071, Bishkek, Chui Ave., 265-a, E-mail: ulan-mk@bk.ru*

<sup>2</sup>*Kyrgyz National University named after J. Balasagyn, 720033, Bishkek, st.: Frunze 547, E-mail: egamberdieva.aysuluu@mail.ru*

<sup>3</sup>*Kyrgyz State University of Geology, Mining and Development of Natural Resources. Academician U. Asanaliev, Bishkek.*

**Annotation.** The X-ray luminescence spectra of sodium and lithium fluoride crystals doped with uranium and a second impurity, as well as uranium-free samples, are studied. X-ray luminescence (X-ray luminescence) spectra of crystals were measured on the ASNI, ROSTT (automated system for scientific research of radiation-optical properties of solids) for scientific research at room temperature using an X-ray apparatus URS-55 (40 kV, 10 mA), an MDR-4 monochromator and counting-photon path based on the FEU-106 photomultiplier.

Emission bands at 274 nm have been identified due to self-trapped excitons (SLE) peaks associated with uncontrolled rare-earth ion impurities.

**Keywords:** *single crystal, growth, growing, fibers, measurement, spectrum, X-ray, luminescence, amplitude, temperature, maximum, sample, band gap, rare earth element.*

### Введение.

Оптические свойства щелочно-галлоидных кристаллов сильно зависят от наличия в них дефектов кристаллической решетки, количество которых, в основном, определяется условиями роста, материалом, из которого изготовлен тигель, чистотой реактивов и режимом термической обработки. На эти вопросы обращалось особое внимание. Все исследованные нами кристаллы были выращены из реактивов «особой чистоты». Для выращивания ЩГК чаще всего используются методы Киропулоса, Чохральского и Бриджмена-Стокбаргера [1], причем основным методом получения крупных кристаллов является метод Киропулоса. Преимущество этого метода заключается в том, что кристалл растет вне контакта со стенками тигля, а это позволяет получать образцы с хорошей структурой. Основным недостатком классического варианта метода Киропулоса является то, что кристалл выращивается в воздушной среде и поэтому может содержать активную примесь – кислород. Однако, при выращивании кристаллов фторидов натрия, активированных ураном, это обстоятельство является не недостатком, а преимуществом, так как многочисленные исследования показали, что кислород способствует созданию комплексов с ураном, которые дают яркую люминесценцию. Напротив, кристаллы, выращенные в инертной среде, не люминесцируют, даже если содержат примесь урана.

### Техника эксперимента.

Исследовались спектры рентгенолюминесценции кристаллов фторидов натрия и лития, легированные ураном и второй примесью, а также безурановых

образцов. Спектры РЛ (рентгенолюминесценции) кристаллов измерены на установке АСНИ, РОСТТ (автоматизированная система научных исследований радиационно-оптических свойств твёрдых тел) для научных исследований при комнатной температуре с использованием рентгеновского аппарата УРС-55 (40 кВ, 10 мА), монохроматора МДР-4 и счетно-фотонного тракта на основе фотоумножителя ФЭУ-106.

Установка для измерения спектров РЛ [1] расположена в Уральском Федеральном университете на кафедре экспериментальной физики. Структурная схема показана на рисунке 1.

Установка позволяет проводить измерения спектров стационарной рентгенолюминесценции твердых тел в ближней ультрафиолетовой и видимой областях спектра, т. е. в диапазоне длин волн 200 – 800нм. Спектральный диапазон определяется типом монохроматора и ФЭУ. Нижняя граница связана также с поглощением фотонного излучения в воздухе (185нм – внутримолекулярные электронные переходы в кислороде) [2,3].

Для определения значения абсолютного светового выхода сцинтилляций (absolute light yield – ALY) в качестве репера использовали амплитуду одноэлектронного импульса ФЭУ  $A_0$ , т.е. применяли методику, описанную в [3]. Измерения проводили с помощью ФЭУ-130, работающего в одноэлектронном режиме, для которого при слабой засветке от эталонного радиоломинесцентного источника ALY (РЛИ) регистрируется хорошо выраженный одноэлектронный пик. Спектры амплитуд импульсов с выхода ФЭУ регистрировали с помощью спектрометрического усилителя и платы АЦП производства НПЦ «Аспект». Одноэлектронное распределение измеряли при максимальном усилении спектрометрического канала ( $K_{Cn} = 450$ , чувствительность АЦП – 1 мВ/канал, при шкале 1024 канала).



Рисунок 1 - Структурная схема экспериментальной установки для измерения спектров рентгенолюминесценции.

Амплитуду одноэлектронного импульса  $A_0$  определяли из одноэлектронного распределения. Амплитудные спектры сцинтилляций от исследуемых образцов регистрировали при уменьшении усиления до значений порядка 10. Исследуемый кристалл-сцинтиллятор устанавливали на фотокатод ФЭУ, причем в качестве иммерсионной жидкости использовали оптически прозрачный вазелин. Альфа-источник, радионуклид  $^{239}\text{Pu}$  из комплекта ОСАИ, устанавливали на расстоянии  $\leq 2$  мм от образца. В случае исследования гамма-сцинтилляций использовали радионуклид  $^{137}\text{Cs}$  из комплекта ОСГИ. По спектральному распределению амплитуд сцинтилляций определяли значение средней амплитуды импульсов, соответствующее максимуму фотопика, что позволяло вычислять конкретные значения  $ALY$  [4,5].

Для того чтобы определить, как рентгеновские лучи действуют на кристаллические тела, были для сравнения, исследованы образцы монокристаллов  $\text{LiF}$  и  $\text{NaF}$  чистых и с примесями  $\text{U}$ ,  $\text{Sc}$ ,  $\text{Ce}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Eu}$  и др [6].

Оказалось, что в образцах, не содержащих примесь урана [7] также наблюдаются интенсивное УФ свечение, которое никак не может быть связано с ураном. Спектры рентгенолюминесценции (РЛ) одинаковы для двух исследованных широкозонных кристаллов, то есть не зависят от концентрации и вида активатора. При этом в качестве источника возбуждения было выбрано рентгеновское излучение, поскольку УФ-полосы особенно эффективно возбуждаются при  $E_{\text{возб}} > 2E_g$ , где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны. Приведены спектры рентгенолюминесценции кристаллов  $\text{LiF-Eu}$  при этом возбуждении. Спектры расположены в области 275-525 нм (2,37-4,5 эВ). Основной пик для этих кристаллов находится в УФ-области при 315-318 нм (3,9 эВ). Второй пик находится в области 380 нм (3,27 эВ). Для образцов  $\text{LiF-Sc}$  (рис. 2.) в области 460-520 нм наблюдается свечение  $F_3^+$ -центров окраски. Рассмотрение спектров урансодержащих и безурановых образцов  $\text{LiF}$  показывает, что введение урана сдвигает УФ-полосы в область больших энергий: 3,7 и 3,45 эВ (336 и 360 нм). Таким образом, можно утверждать, что природа УФ-полос не связана непосредственно ни с ионами урана, ни с ионами стронция или скандия.

Она может быть обусловлена собственными ростовыми или радиационно-стимулированными дефектами кристаллической решетки, модифицированными за счёт примесных ионов. В исследуемых кристаллах может происходить захват дыркой свободного электрона, который локализован на этом дефекте. Активатор (и соактиватор) или автолокализованный экситон вблизи дефекта могут влиять и влияют, как показывает эксперимент, на позиции и интенсивность УФ-полос излучения триплетной структурой.

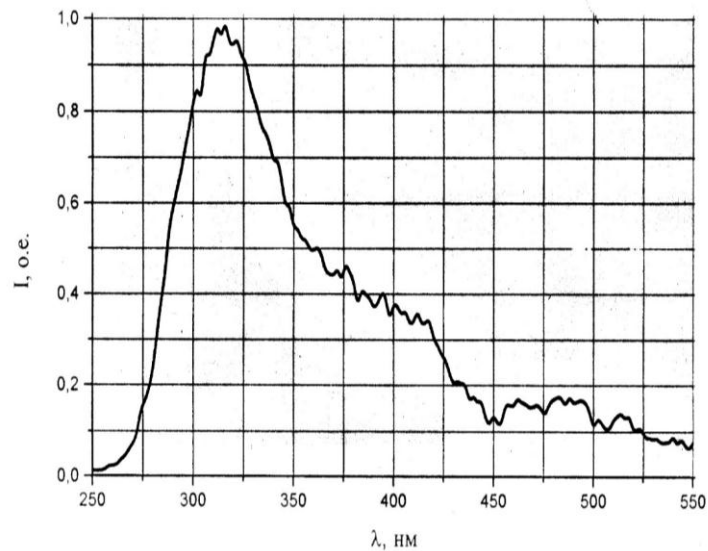


Рисунок 2. - Спектр рентгенолюминесценции LiF-Eu

Рентгенолюминесценция урансодержащих образцов NaF с примесью редкоземельных ионов была исследована для волоконных и наноразмерных кристаллов в сравнении со спектрами большего размера кристаллов. Диапазон изменения длин волн на графиках соответствует области свечения примесных центров урана, т. е. 520–620 нм. Значения интенсивности даны в несопоставимых безразмерных относительных единицах, поэтому ни один из графиков не следует сравнивать с другим на предмет абсолютной яркости.

Кривые затухания сцинтилляций от  $\alpha$ - и  $\gamma$ -источников получали с помощью осциллографа Tektronix TDS5034B, измеряя сигнал непосредственно на аноде ФЭУ благодаря высокой чувствительности (до 1 мВ/см) и широкой полосе пропускания (до 350 МГц). Измерения проводили в режиме усреднения по 1000 импульсам, при входном сопротивлении 50 Ом. Усреднение позволяло существенно сгладить «фотонные флуктуации» слабых сцинтилляционных вспышек (особенно на «хвостах» затухания сцинтилляций). Полученные кривые затухания сцинтилляций, а также другие кривые обрабатывали с использованием программы ORIGIN-8.0 с целью аппроксимации кривой в виде суммы экспонент. Результирующая полоса пропускания тракта регистрации ограничивалась только частотными характеристиками ФЭУ [8,9].

### Измерения экзоэлектронной эмиссии

Были идентифицированы полосы свечения при 274 нм обусловлена автолокализованными экситонами (АЛЭ) пиков, связанных с неконтролируемыми примесями ионов РЗЭ. Полосы 309 и 325 нм в спектре SrF<sub>2</sub>:Ce обусловлены межконфигурационными электронными d-f переходами в ионе Ce<sup>3+</sup>, переходами типа  $^2D_{3/2,5/2} \rightarrow ^2F_{7/2,5/2}$ . Спектр РЛ был измерен для использования его в качестве модельного спектра сцинтилляций (радиолоуминесценции) кристаллов SrF<sub>2</sub>:0,5%Ce при альфа- и гамма-возбуждении.

На основе систематического изучения расширены представления об

особенностях образования дефектов во фторидах с пониженной симметрией и плотной упаковкой анионов, у которых ионные радиусы катионов значительно меньше, чем у анионов.

Показано, что спектр дефектов и их природа в условно равновесном и неравновесном случаях существенно отличаются. Первый случай реализуется при восстановительной термообработке с достаточно медленным охлаждением, а второй - при облучении высокоэнергетическими частицами и при термообработке с быстрым охлаждением (или закалкой).

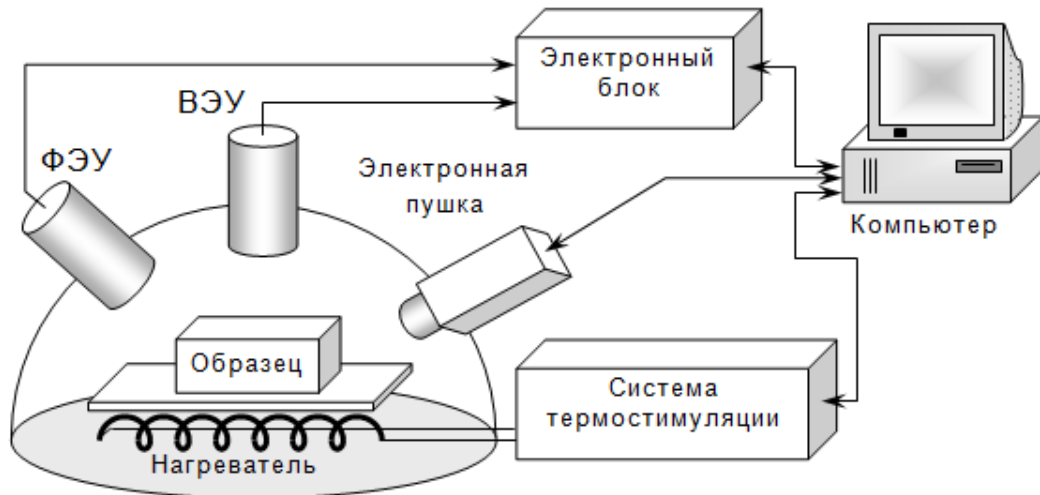


Рисунок 2.6 - Установка для изучения оптических свойств кристаллов.

В отличие от предыдущих исследований установлено, что при восстановительной термообработке изучаемых оксидов характерно дефектообразование не только по Шоттки в анионной под-решетке, но и по Френкелю в катионной. Сместившиеся катионы могут находиться в окта- и тетраэдрическом междоузлии. Такого рода соединения согласно имеющимся и вновь полученным данным могут быть различные физические данные. Новые закономерности получены также при систематическом изучении различных оксидов и фторидов.

Измерены и получены некоторые параметры рентгеновской люминесценции (РЛ) и термостимулированной люминесценции (ТСЛ) в кристаллах NaF, легированных U, Cu или Li, Sc для широкого интервала температур 5 - 350К. Устойчивая рентгеновская люминесценция (РЛ) в легированных фторидах щелочных металлов U, Cu и Sc измерялась при 8 К и 300 К в диапазоне от 200 до 900 нм (главным образом, для 1,5 - 6,2 эВ) [10].

По результатам измерений параметров сцинтилляций впервые установлено, что такие неравновесные процессы как люминесценция и экзоэлектронная эмиссия с участием  $H^+$ - и  $H$ -центров во фторидах натрия могут возникать вследствие передачи энергии экситонами вычисления абсолютного светового выхода сцинтилляций (ALY) кристаллов  $SrF_2$ -Ce при альфа - и гамма-возбуждении. Методика вычисления значений ALY подробно описана в [9]. Измеренные спектры РЛ и сцинтилляционные характеристики кристаллов  $SrF_2$  и  $SrF_2$ -Ce показали, что наибольшей амплитудой и абсолютным световым

выходом сцинтилляций обладает состав  $\text{SrF}_2\text{-Ce}$ . Для него при альфа-возбуждении величина  $ALY$  достигает 4600 фотон/МэВ (10,1 % относительно  $\text{CsI-Tl}$ ), а при гамма-возбуждении – 13700 фотон/МэВ (23,2 % относительно  $\text{CsI-Tl}$ ). Последний параметр в 1,7 раза превышает таковой для повсеместно применяемого эталона – стильбена, не особо уступая ему по длительности основной быстрой компоненты (8 нс в сравнении с 6 нс для стильбена). В главе 2 рассматриваются также приборы, на которых проводились измерения. Кратко описаны методы исследования, параметры и принципы работы используемых экспериментальных установок. Впервые в широком спектральном диапазоне (4–40 эВ) исследованы спектры излучения, возбуждения и поглощения для чистых и допированных кристаллов фторидов натрия [11,12].

Проведено их сравнение [13] с подобными данными для других широкозонных материалов [14]. Измерены спектры отражения и время-разрешенные спектры люминесценции в кубических кристаллах.

Очень высокого напряжения добивались с помощью электронной пушки. Оно достигало 40000 В в импульсе.

### Литература.

1. Раджабов, Е.А. Медленные компоненты затухания свечения во фторидных кристаллах с примесью  $\text{Ce}^{3+}$  [Текст] / Е.А. Раджабов, А.И. Непомнящих // Изв. ВУЗов, Физика. - 2000- №3, -С. 43-49.
2. Runciman, W. A. The fluorescence of uranium-activated sodium fluoride [Text] / W. A. Runciman // Proc. Roy. Soc. – 1956. – Vol. 237, № 1208. – P. 39–47.
3. Holzapfel, G. Analysis of Exoelectron Glow Curves [Text] / G. Holzapfel // Phys. Stat. Sol. – 1969. – Vol. 33, N 1. – P. 235–240.
4. Прингсгейм, П. Флуоресценция и фосфоресценция [Текст] / П. Прингсгейм. – М.: Изд-во иностр. лит., 1951. – 622 с.
5. Термостимулированные процессы в наноразмерных кристаллах [Текст] / М. М. Кидибаев, А. А. Эгамбердиева, И. Салих, Т. С. Королева // Сборник тр. XI-ой Иссык-Кул. междунар. шк.-конф. по радиац. физике твердого тела SCORPh-2015. – Бишкек, 2015. – С. 177–181.
6. Рабочее вещество для термоэлектронной дозиметрии [Текст] / А. И. Слесарев, Ж. К. Мамытбеков, М. М. Кидибаев [и др.] // Проблемы спектроскопии и спектрометрии: вузовско-академ. сб. науч. тр. – Екатеринбург, 2016. – Вып. 38. – С. 29–46.
7. Runciman, W. A. Electronic structure of the principal uranium centre in alkali fluorides [Text] / W. A. Runciman, B. Srinivasan, S. Saebo // Austral. J. Phys. – 1986. – Vol. 39, № 4. – P. 555–564.
8. Эгамбердиева, А. А. Термостимулированные процессы в волоконных кристаллах [Текст] / А. А. Эгамбердиева, Ж. К. Мамытбеков, М. М. Кидибаев // Физика. – Бишкек, 2016. – № 1. – С. 151–154.
9. Новые термоэксэмиссионные детекторы на основе кристаллов  $(\text{Li,Na})\text{F:Me}$  для высокодозной дозиметрии электронных пучков [Текст]: препр.



/ Ж. К. Мамытбеков, А. И. Слесарев, М. М. Кидибаев [и др.]; под ред. Б. В. Шульгина. – Екатеринбург, 2016. – 20 с.

10. Emission spectroscopy of Li and Cu doped sodium fluorides irradiated with electron beams of ultra-high dose [Text] / U. K. Mamytbekov, M. M. Kidibaev, A. A. Egamberdieva [et al.] // Eur. J. Of Natural. History. – 2019. – N 5. – P. 15–18. – То же: [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://world-science.ru/en/article/view?id=34005>. – Загл. с экрана.

11. Пат. № 2622240 РФ, МПК G01T 1/00. Рабочее вещество для термоэкзоэлектронной дозиметрии высокоэнергетического электронного излучения [Текст] / А. А. Эгамбердиева, А. И. Слесарев, М. М. Кидибаев [и др.]. – № 2622240; Заявл. 30.05.2016; Опубл. 13.06.2017, Бюл. № 173. – 5 с.: ил. – То же: [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://patents.google.com/patent/RU2622240C1/ru>. – Загл. с экрана.

12. Кинетика процессов термостимулированной люминесценции и термостимулированной экзоэлектронной эмиссии [Текст] / А. А. Эгамбердиева, Б. К. Жолдошев, Ж. К. Мамытбеков, М. М. Кидибаев // Физика. – Бишкек, 2017. – № 1. – С. 20–22.

13. Chen, R. The role of simulations in the study of thermoluminescence (TL) [Text] / R. Chen, V. Pagonis // Radiat. Meas. – 2014. – Vol. 71. – P. 8–14.

14. Влияние ионизирующих излучений на возникновение центров окраски и фотолюминесценцию кристаллофосфора NaF-U [Текст] / А. А. Алыбаков, В. А. Губанова, Ы. И. Шамырканов [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 1966. – Т. 21, № 3. – С. 395–396.

УДК 681.385

## ЭФЕКТИВНЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГОЛОГРАММЫ ЛОМАНА

Тультемирова Г.У., Аккозов А.Д., Галмуратбеков А.С.

КГТУ им. И.Раззакова, кафедра «ИВТ», г. Бишкек, Кыргызская Республика

**Анотация:** В статье рассматривается задача численного восстановления голограммы Ломана, заданной своей математической моделью. Показано, что восстановленное изображение описывается двойной суммой, представляющей собой пространственно-зависящее двумерное дискретное преобразование Фурье, для вычисления которой непосредственное использование быстрых алгоритмов вычисления дискретного преобразования Фурье (БПФ) не представляется возможным. В статье приводится алгоритм, который позволяет применение БПФ, и тем самым существенно сокращает время расчета восстановленного изображения.

**Ключевые слова:** численное восстановление голограммы Ломана, преобразование Фурье, голограмма.

## AN EFFECTIVE ALGORITHM FOR NUMERICAL RECONSTRUCTION OF LOHMANN HOLOGRAM

Tultemirova G.U., Akkozov A. J., Galmuratbekovov A.C.

Kyrgyz State Technical University named after I.Razzakov, department “CECS”,  
Bishkek, Kyrgyz Republic

**Annotation.** This article deals with the problem of numerical restoration of the Lohman hologram given by its mathematical model. It is shown that the reconstructed image is described by a double sum, which is a space-dependent two-dimensional discrete Fourier transform, for the calculation of which the direct use of fast algorithms for computing the discrete Fourier transform (DFT) is impossible. The article presents an algorithm that allows the use of FFT and thereby significantly reduces the computation time of the reconstructed image.

**Keywords:** numerical reconstruction of the Lohmann hologram, Fourier transform, hologram.

### Введение

Допустим была рассчитана (синтезирована) бинарная амплитудная голограмма Ломана[1-6] некоторого двумерного объекта  $u(x_I, y_I)$  (рис.1) с пространственными размерами  $a_I$  на  $b_I$ , по отсчетам  $N_I \times M_I$ , взятых в центрах конечных элементов разрешения с размерами  $\Delta x$  на  $\Delta y$ . Тут справедливы следующих выражений и соотношений:

1).  $u(x_I, y_I) \equiv 0$  за пределами прямоугольной области

$$|x_I| \leq \frac{a_I}{2}, \quad |y_I| \leq \frac{b_I}{2}, \quad \text{где } x_I \text{ и } y_I - \text{пространственные}$$

координаты, введенные в плоскости объекта;

2).  $a_I = N_I \Delta x_I, b_I = M_I \Delta y_I$ .

Рассмотрим процесс восстановления изображения с этой голограммы в оптической системе, представленной на рис.2. В точке  $(x_S, 0)$  плоскости  $P_1$  располагается точечный источник света  $S$  с длиной волны  $\lambda$ . Голограмма помещается в плоскости  $P_2$ , в которой введена система пространственно-частотных координат  $\xi O_2 \eta$ , связанная системой пространственных координат  $x_H O_2 y_H$  соотношениями  $\xi = \frac{x_H}{\lambda f}, \quad \eta = \frac{y_H}{\lambda f}$ , где  $f$  - фокусное расстояние используемых в системе фурье-преобразующих линз  $L_1$  и  $L_2$ .

Расположенная в этой плоскости синтезированная голограмма Ломана представляет собой не прозрачный транспарант, состоящий из  $N_H \times M_H$  элементарных ячеек. А в каждой ячейке с номером  $(n, m)$  ( $n = 1, 2, \dots, N_H$ ;

$m = 1, 2, \dots, M_H$ ) имеется прозрачная апертура с относительными размерами  $c \times W_{nm}$  и относительным смещением  $P_{nm}$  относительно центра ячейки.

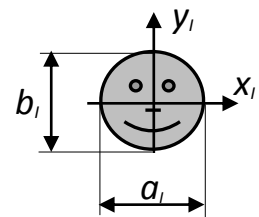


Рис.1

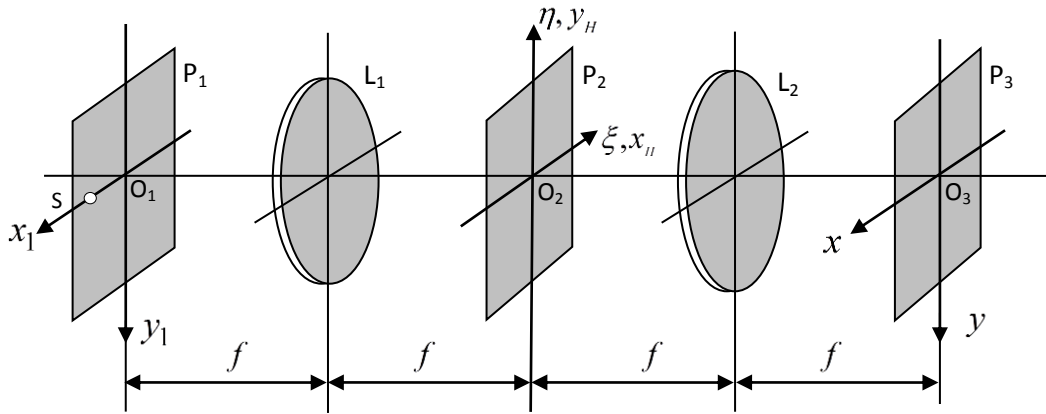


Рис. 2. Оптическая система восстановления изображения с голограммы Ломана.

На рис.3 приведена изображение такой отдельной элементарной ячейки  $(n,m)$ .

Параметры апертур  $c$ ,  $W_{nm}$  и  $P_{nm}$  выбираются и определяются на этапе синтеза (расчета) голограммы. Следует отметить, что пространственные размеры ячейки  $\Delta x_H$  на  $\Delta y_H$  должны быть такими, чтобы величины соответствующих пространственно-частотных

$$\text{размеров } \Delta \xi = \frac{\Delta x_H}{\lambda f}, \quad \Delta \eta = \frac{\Delta y_H}{\lambda f}$$

оказались равными шагам дискретизации (выборки) фурье-образа  $U(\xi, \eta) = F\{u(x_1, y_1)\}$ ,

которые на этапе расчета (синтеза) голограммы, выбираются в соответствии с теоремой отсчетов, так чтобы при восстановлении изображения, представленные в смежных порядках дифракции, взаимно не перекрывались. Это достигается при соблюдении условия

$$\Delta \xi \leq \frac{1}{a_1} = \frac{1}{N_1 \Delta x_1}, \quad \Delta \eta \leq \frac{1}{b_1} = \frac{1}{M_1 \Delta y_1}.$$

Полагается, что  $\Delta \xi$  и  $\Delta \eta$  выбраны посредством задания целых чисел  $N_\xi \geq N_1$  и  $M_\eta \geq M_1$ , по формулам

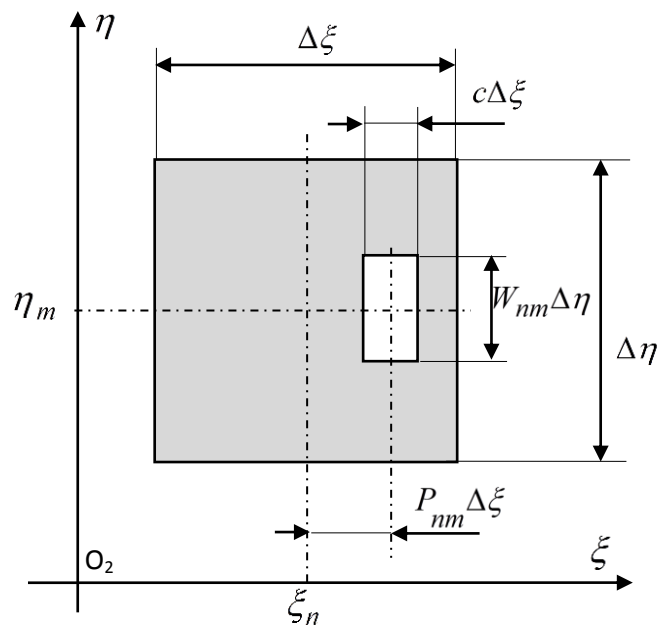


Рис. 3. Отдельная элементарная ячейки  $(n,m)$  голограммы Ломана.

$$\Delta\xi = \frac{1}{N_\xi \Delta x_I}, \quad \Delta\eta = \frac{1}{M_\eta \Delta y_I}.$$

Амплитудная функция пропускания такой голограммы, как функция от пространственно-частотных координат  $\xi$  и  $\eta$  имеет вид

$$T(\xi, \eta) = \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} \text{rect} \left[ \frac{\xi - (\xi_n + P_{nm} \Delta\xi)}{c \Delta\xi} \right] \text{rect} \left[ \frac{\eta - \eta_m}{W_{nm} \Delta\eta} \right],$$

где  $\xi_n$  и  $\eta_m$  - координаты центра ячеек  $(n, m)$ ;

$\text{rect}(x)$  - прямоугольная функция, определяемая как

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq \frac{1}{2}, \\ 0 & \text{при } |x| \geq \frac{1}{2}. \end{cases}$$

Если отсчет  $n$  ввести с левого края голограммы, а отсчет  $m$  - с нижнего края, координаты узла центра ячеек  $(n, m)$  запишутся следующим образом:

$$\xi_n = \left( n - \frac{N_H + 1}{2} \right) \Delta\xi, \quad \eta_m = \left( m - \frac{M_H + 1}{2} \right) \Delta\eta.$$

Для восстановления изображения с голограммы, она освещается плоской световой волной

$$R(\xi, \eta) = A \exp(i2\pi x_s \xi),$$

сформированной с помощью точечного источника  $S$ , размещённого в точке с координатами  $(x_s, 0)$  в плоскости  $P_1$ , и линзы  $L_1$ . При  $x_s = 0$  плоская волна окажется осевой. В дальнейшем будем считать, что  $x_s = 0$ ,  $A = 1$  и  $R(\xi, \eta) = 1$ . При этом дифрагированная волна в непосредственной близости плоскости  $P_2$  имеет следующее распределение комплексных амплитуд

$$H(\xi, \eta) = R(\xi, \eta) T(\xi, \eta) = \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} \text{rect} \left[ \frac{\xi - (\xi_n + P_{nm} \Delta\xi)}{c \Delta\xi} \right] \text{rect} \left[ \frac{\eta - \eta_m}{W_{nm} \Delta\eta} \right].$$

Следовательно, распределение комплексных амплитуд в плоскости восстановленного изображения  $P_3$  с точностью до постоянного множителя будет равно

$$h(x, y) = F^{-1} \{ H(\xi, \eta) \} = c \Delta\xi \Delta\eta \text{sinc}(c \Delta\xi x) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{N_\xi} \sum_{m=1}^{M_\eta} W_{nm} \operatorname{sinc}(\Delta\eta W_{nm} y) \exp(i2\pi P_{nm} \Delta\xi x) \exp[i2\pi(\xi_n x + \eta_m y)],$$

где  $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ .

Изображение в этой плоскости (с системой координат  $xO_3y$ ) состоит из множества дифракционных порядков  $(r, s)$  ( $r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ;  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) (рис.4). Каждый из дифракционных порядков имеет пространственные размеры  $a = \frac{1}{\Delta\xi} = N_\xi \Delta x_I$ ,  $b = \frac{1}{\Delta\eta} = M_\eta \Delta y_I$ .

Моделирование процесса восстановления изображения с голограммы

Ломана заключается в ее численном восстановлении, при котором рассчитываются значения комплексной амплитуды  $h(x, y)$

в узлах регулярной сетки  $(p, q)$  ( $p = 1, 2, \dots, N_D$ ;  $q = 1, 2, \dots, M_D$ ) с заданными шагами  $\Delta x$  и  $\Delta y$ , и покрывающей интересующую нас прямоугольную область  $D$ , задаваемую пространственными размерами  $a_D$  на  $b_D$  и координатами своего центра  $(x_c, y_c)$  (рис.5). Шаги сетки  $\Delta x$  и  $\Delta y$  должны быть не больше

чем размеры конечных элементов разрешения исходного объекта, т.е. они выбираются из условия  $\Delta x \leq \Delta x_I$  и  $\Delta y \leq \Delta y_I$ . Можно выбирать посредством задания коэффициента кратности  $K$ :

$$\Delta x = \frac{\Delta x_I}{K}, \quad \Delta y = \frac{\Delta y_I}{K}$$

выберем  $K=1$ , и следовательно, далее будем считать, что  $\Delta x = \Delta x_I$ ,  $\Delta y = \Delta y_I$ . А значения  $N_D$  и  $M_D$

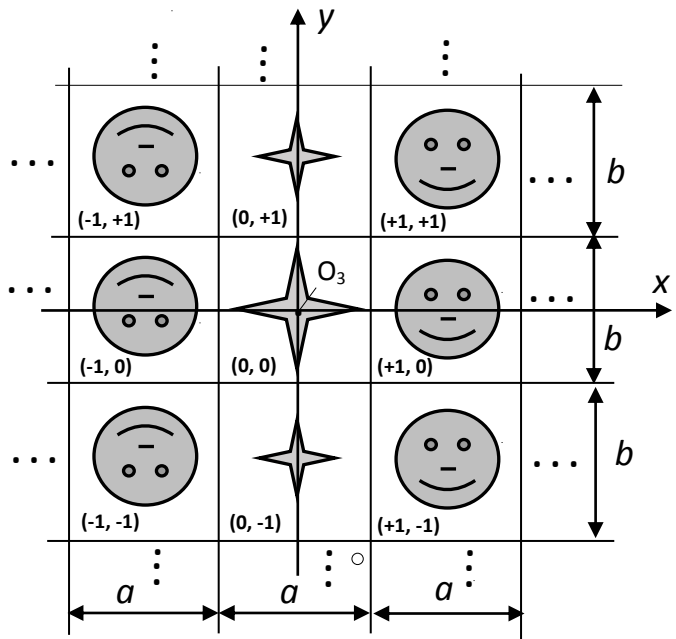


Рис. 4. Структура восстановленного Изображения.

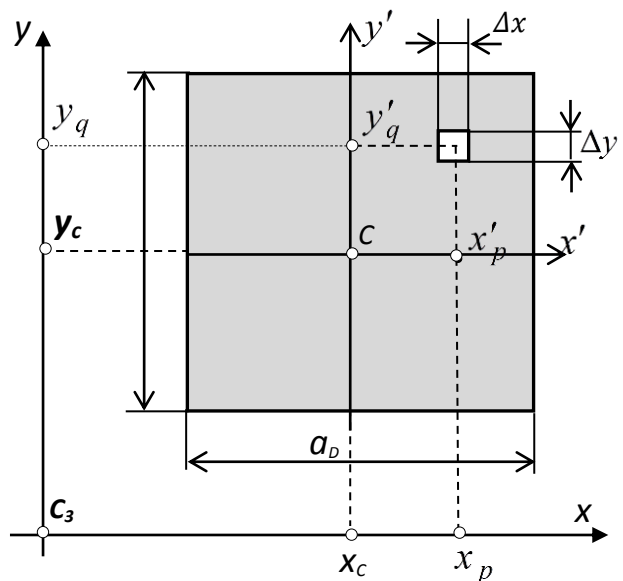


Рис.5. Структура восстановленной области.

определяются через размеры  $a_D$ ,  $b_D$  и шаги  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ :  $N_D = \frac{a_D}{\Delta x}$ ,  $M_D = \frac{b_D}{\Delta y}$ .

Таким образом, необходимо рассчитать двумерный массив чисел

$$h_{p,q} = h(x_p, y_q) = c\Delta\xi\Delta\eta \operatorname{sinc}(c\Delta\xi x_p) \times \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} W_{nm} \operatorname{sinc}(\Delta\eta W_{nm} y_q) \exp(i2\pi P_{nm} \Delta\xi x_p) \exp[i2\pi(\xi_n x_p + \eta_m y_q)]. \quad (1)$$

для всех  $p = 1, 2, \dots, N_D$ ;  $q = 1, 2, \dots, M_D$ , где  $(x_p, y_q)$  - координаты узлов  $(p, q)$  в системе координат  $xO_3y$ .

С вычислительной точки зрения в (1) трудности создаёт двойная сумма, поэтому рассмотрим ее в отдельности, обозначив как

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} W_{nm} \operatorname{sinc}(\Delta\eta W_{nm} y_q) \exp(i2\pi P_{nm} \Delta\xi x_p) \exp[i2\pi(\xi_n x_p + \eta_m y_q)]. \quad (2)$$

Эта сумма представляет собой пространственно-зависимое двумерное дискретное преобразование Фурье. Это является следствием того, что картина голограммы не является регулярной структурой. Поэтому для вычисления (2) невозможно применение быстрых алгоритмов (БПФ).

Вычисления  $\bar{h}_{p,q}$  прямым суммированием при больших значениях  $N_H$ ,  $M_H$ ,  $N_D$ , и  $M_D$  требует затраты большого машинного времени. Проблема усугубляется, если возникает необходимость многократного вычисления этой суммы.

Такая необходимость может иметь в ряде практических случаев. Например, при поиске оптимальных значений параметров кодирования и дискретизации на этапе синтеза голограммы, или же, при исследовании влияния тех или иных параметров на качество голограмм как в отдельности, так и в совокупности.

Таким образом, постановка задачи заключается в разработке эффективного алгоритма для расчета суммы (1). Ниже предлагается описание такого алгоритма, разработанного авторами данной статьи.

### Математическое описание эффективного алгоритма расчета восстановленного изображения

Из выше приведенной постановки задачи следует необходимость поиск методов, позволяющих применения алгоритмов БПФ для решения вышеизложенной задачи. Предлагаемая нами метод основан на разложении в ряд Тейлора присутствующих в двойной сумме функций, зависящих, как от индексов суммирования  $n$  и  $m$ , так и от пространственных координат  $x_p$  и  $y_q$ . Каждая из этих функции заменяются суммой ограниченного количества членов ряда, в который она разлагается в окрестности некоторой опорной точки в плоскости восстановленного изображения. Это позволяет заменить основную пространственно-зависящую двойную сумму в (2) линейной комбинацией

других двойных сумм, независимых от пространственных координат, и тем самым, позволяющих применение для их вычисления алгоритмов БПФ.

Изложим реализацию (разработку) эффективного алгоритма восстановления голограммы Ломана, основанного на методе, идея которого привели выше.

Если отсчет  $p$  ввести с левого края области  $D$ , а отсчет  $q$  - с нижнего края, то координаты узла  $(p, q)$  в системе координат  $xO_3y$  запишутся как

$$x_p = x_C + \left(p - \frac{N_D + 1}{2}\right)\Delta x, \quad y_q = y_C + \left(q - \frac{M_D + 1}{2}\right)\Delta y. \quad (3)$$

Если ввести обозначения

$$x'_p = \left(p - \frac{N_D + 1}{2}\right)\Delta x, \quad y'_q = \left(q - \frac{M_D + 1}{2}\right)\Delta y. \quad (4)$$

то можно записать, что

$$x_p = x_C + x'_p, \quad y_q = y_C + y'_q. \quad (5)$$

Следует отметить, что, если в области  $D$  ввести системе координат  $x'Sy'$ , то  $x'_p$  и  $y'_q$  можно рассматривать как абсциссы и ординаты узла  $(p, q)$  в этой системе координат.

Введем в плоскости голограммы безразмерные пространственные частоты

$$\bar{\xi}_n = \frac{\xi_n}{\Delta \xi} = n - \frac{N_H + 1}{2}, \quad \bar{\eta}_m = \frac{\eta_m}{\Delta \eta} = m - \frac{M_H + 1}{2}, \quad (6)$$

а в плоскости  $D$  введем безразмерные координаты узлов  $(p, q)$

$$\bar{x}_p = \frac{x_p}{\Delta x} = \frac{x_C}{\Delta x} + \frac{x'_p}{\Delta x} = \frac{x_C}{\Delta x} + \bar{x}'_p, \quad \bar{y}_q = \frac{y_q}{\Delta y} = \frac{y_C}{\Delta y} + \frac{y'_q}{\Delta y} = \frac{y_C}{\Delta y} + \bar{y}'_q, \quad (7)$$

где

$$\bar{x}'_p = \left(p - \frac{N_D + 1}{2}\right), \quad \bar{y}'_q = \left(q - \frac{M_D + 1}{2}\right). \quad (8)$$

Вернемся к формуле (2)

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} W_{nm} \operatorname{sinc}(\Delta \eta W_{nm} y_q) \exp(i2\pi P_{nm} \Delta \xi x_p) \exp[i2\pi(\xi_n x_p + \eta_m y_q)] \quad (10)$$

и преобразуем ее части по отдельности:

$$1). \quad \xi_n x_p = \bar{\xi}_n \Delta \xi \cdot \bar{x}_p \Delta x = \bar{\xi}_n \bar{x}_C + \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p, \quad (11)$$

где  $\bar{x}_C = \frac{x_C}{a}$  - абсцисса центра восстановленной области, приведенная к ширине области одного дифракционного порядка.

2). Аналогичным преобразованием получим

$$\eta_n y_q = \bar{\eta}_m \bar{y}_C + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_q, \quad (12)$$

где  $\bar{y}_C = \frac{y_C}{b}$  - ордината центра восстановленной области, приведенная высоте области одного дифракционного порядка.

Следовательно

$$\exp[i2\pi(\xi_n x_p + \eta_n y_q)] = \exp[i2\pi(\bar{\xi}_n \bar{x}_C + \bar{\eta}_m \bar{y}_C)] \exp\left[i2\pi\left(\frac{\bar{\xi}_n \bar{x}'_p}{N_\xi} + \frac{\bar{\eta}_m \bar{y}'_q}{N_\eta}\right)\right]. \quad (13)$$

$$3). \text{ Далее } \exp(i2\pi P_{nm} \Delta \xi x_p) = \exp(i2\pi P_{nm} \bar{x}_C) \exp(i2\pi P_{nm} \tilde{x}_p), \quad (14)$$

где

$$\tilde{x}_p = \frac{\bar{x}'_p}{N_\xi} = \frac{1}{N_\xi} \left( p - \frac{N_D + 1}{2} \right). \quad (15)$$

$$4). \text{ sinc}(\Delta \eta W_{nm} y_q) = \text{sinc}[W_{nm} (\bar{y}_C + \tilde{y}_q)] \quad (16)$$

где

$$\tilde{y}_q = \frac{\bar{y}'_q}{M_\eta} = \frac{1}{M_\eta} \left( q - \frac{M_D + 1}{2} \right). \quad (17)$$

С учетом этих преобразований (2) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \bar{h}_{p,q} = & \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} W_{nm} \text{sinc}[W_{nm} (\bar{y}_C + \tilde{y}_q)] \exp(i2\pi P_{nm} \bar{x}_C) \exp(i2\pi P_{nm} \tilde{x}_p) \times \\ & \times \exp[i2\pi(\bar{\xi}_n \bar{x}_C + \bar{\eta}_m \bar{y}_C)] \exp\left[i2\pi\left(\frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_q\right)\right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Введя обозначения

$$E_{nm} = W_{nm} \exp(i2\pi P_{nm} \bar{x}_C) \exp[i2\pi(\bar{\xi}_n \bar{x}_C + \bar{\eta}_m \bar{y}_C)], \quad (19)$$

$$\hat{y}_q = \bar{y}_C + \tilde{y}_q, \quad (20)$$

перепишем (2) в виде

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} E_{nm} \text{sinc}[W_{nm} \hat{y}_q] \exp(i2\pi P_{nm} \tilde{x}_p) \exp\left[i2\pi\left(\frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_q\right)\right]. \quad (21)$$



Присутствие в пределах суммы (21) функций  $\text{sinc}[W_{nm}(\bar{y}_C + \tilde{y}_q)]$  и  $\exp(i2\pi P_{nm}\tilde{x}_p)$ , зависших от пространственных координат  $\tilde{x}_p$  и  $\tilde{y}_q$ , не позволяет вычисления суммы с помощью алгоритмов БПФ. Для того, чтобы  $\tilde{x}_p$  и  $\tilde{y}_q$  оказались за пределами двойной суммы, необходимо разложить эти функции и в ряд Тейлора.

Вводим переменную

$$\bar{W}_{nm} = (\pi W_{nm})^2 \tag{20}$$

и разложим функцию  $\text{sinc}(W_{nm}\hat{y}_q)$  в ряд, ограничившись при этом первыми  $N_S$  членами:

$$\text{sinc}(W_{nm}\tilde{y}_q) = \frac{\sin(\pi W_{nm}\hat{y}_q)}{\pi W_{nm}\hat{y}_q} = \sum_{k=1}^{N_S} (-1)^{k+1} \frac{(\pi W_{nm})^{2k-2}}{(2k-1)!} \hat{y}_q^{2k-2} = \sum_{k=1}^{N_S} R_{nm,k} Y_{q,k}, \tag{21}$$

где

$$R_{nm,1} = 1, \quad R_{nm,k} = R_{nm,k-1} \bar{W}_{nm}, \tag{22}$$

$$Y_{q,1} = 1, \quad Y_{q,k} = -Y_{q,k-1} \frac{\hat{y}_q^2}{(2k-2)(2k-1)}, \quad k = 2, 3, \dots, N_S. \tag{23}$$

Аналогично вводим комплекснозначную переменную

$$\bar{P}_{nm} = i2\pi P_{nm} \tag{24}$$

и разложим функцию  $\exp(i2\pi P_{nm}\tilde{x}_p)$  в ряд, ограничившись при этом первыми  $N_E$  членами

$$\exp(i2\pi P_{nm}\tilde{x}_p) = \sum_{r=1}^{N_E} \frac{\bar{P}_{nm}^{r-1}}{(r-1)!} \tilde{x}_p^{r-1} = \sum_{r=1}^{N_E} Z_{nm,r} X_{p,r}, \tag{25}$$

где  $Z_{nm,1} = 1, \quad Z_{nm,r} = Z_{nm,r-1} \bar{P}_{nm}, \tag{26}$

$$X_{p,1} = 1, \quad X_{p,r} = X_{p,r-1} \frac{\tilde{x}_p}{r-1}, \quad r = 1, 2, \dots, N_E. \tag{27}$$

С учетом всего этого, перепишем (21) в виде

$$\begin{aligned} \bar{h}_{p,q} &= \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} \left( \sum_{r=1}^{N_s} R_{nm,k} Y_{q,k} \right) \left( \sum_{r=1}^{N_E} Z_{nm,r} X_{p,r} \right) E_{nm} \exp \left[ i2\pi \left( \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_m \right) \right] = \\ &= \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} \left( \sum_{r=1}^{N_s} \sum_{k=1}^{N_E} R_{nm,k} Y_{q,k} Z_{nm,r} X_{p,r} \right) E_{nm} \exp \left[ i2\pi \left( \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_m \right) \right]. \end{aligned}$$

Поменяв порядок суммирования, имеем

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{k=1}^{N_s} \sum_{r=1}^{M_E} Y_{q,k} X_{p,r} \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} E_{nm} R_{nm,k} Z_{nm,r} \exp \left[ i2\pi \left( \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_m \right) \right].$$

Таким образом имеем расчетную формулу

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{k=1}^{N_s} \sum_{r=1}^{M_E} Y_{q,k} X_{p,r} \sum_{n=1}^{N_H} \sum_{m=1}^{M_H} \bar{E}_{nm}^{k,r} \exp \left[ i2\pi \left( \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_m \right) \right], \quad (28)$$

где 
$$\bar{E}_{nm}^{k,r} = E_{nm} R_{nm,k} Z_{nm,r}. \quad (29)$$

Здесь вторая двойная сумма, которую обозначим как

$$S_{p,q}^{k,r} = \sum_{r=0}^{N_H} \sum_{k=0}^{M_H} \bar{E}_{nm}^{k,r} \exp \left[ i2\pi \left( \frac{1}{N_\xi} \bar{\xi}_n \bar{x}'_p + \frac{1}{N_\eta} \bar{\eta}_m \bar{y}'_m \right) \right], \quad p = \overline{1, N_D}, \quad q = \overline{1, M_D} \quad (30)$$

представляет собой центрированное дискретное преобразование Фурье (ЦДПФ), так как

$$\bar{\xi}_n \bar{x}'_p = \left( n - \frac{N_H + 1}{2} \right) \left( p - \frac{N_D + 1}{2} \right), \quad \bar{\eta}_m \bar{y}'_m = \left( m - \frac{M_H + 1}{2} \right) \left( q - \frac{M_D + 1}{2} \right).$$

Поэтому, для ее вычисления можем применить БПФ, т.е.

$$S_{p,q}^{k,r} = \text{ЦДПФ} \{ \bar{E}_{nm}^{k,r} \}, \quad p = \overline{1, N_D}, \quad q = \overline{1, M_D}$$

С учетом обозначений (28) и (29), расчетную формулу (28) перепишем в виде

$$\bar{h}_{p,q} = \sum_{k=1}^{N_s} \sum_{r=1}^{N_E} X_{p,r} Y_{q,k} S_{p,q}^{k,r}, \quad p = 1, 2, \dots, N_D; \quad q = 1, 2, \dots, M_D. \quad (31)$$

После этого возвращаемся выражению (1) т.е. к расчету распределения комплексной амплитуды в восстановленном изображении без учета постоянного множителя:

$$h_{p,q} = \bar{h}_{p,q} \text{sinc}(c\tilde{x}_p), \quad p = 1, 2, \dots, N_D; \quad q = 1, 2, \dots, M_D \quad (32)$$

### Графическое описание алгоритма

На основе математической модели, приведенной выше, строим блок-схему предлагаемого алгоритма. Она приводится на рис.6, рис.7 и рис.8.

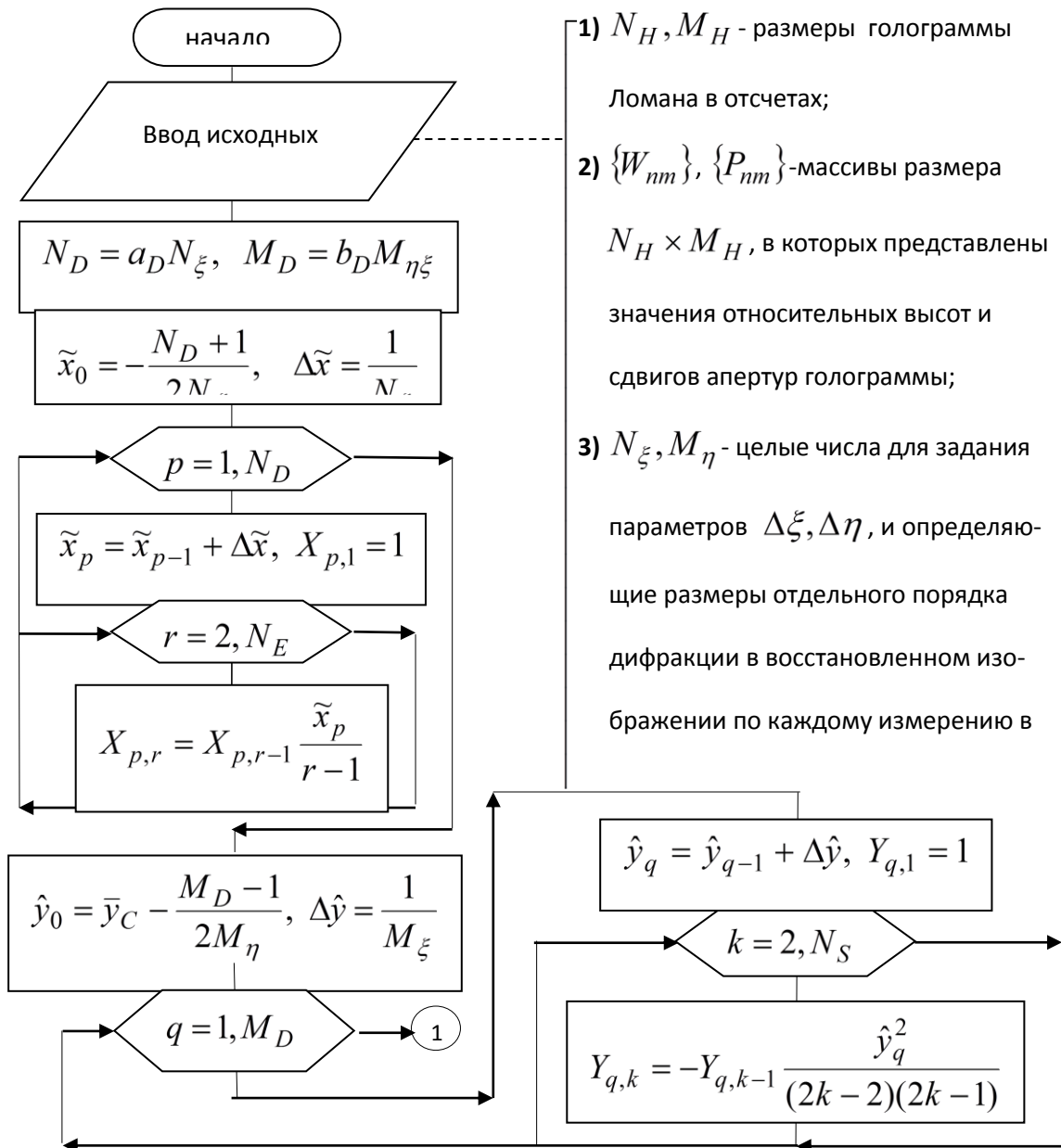


Рис.6. Блок-схема расчета восстановленного изображения.

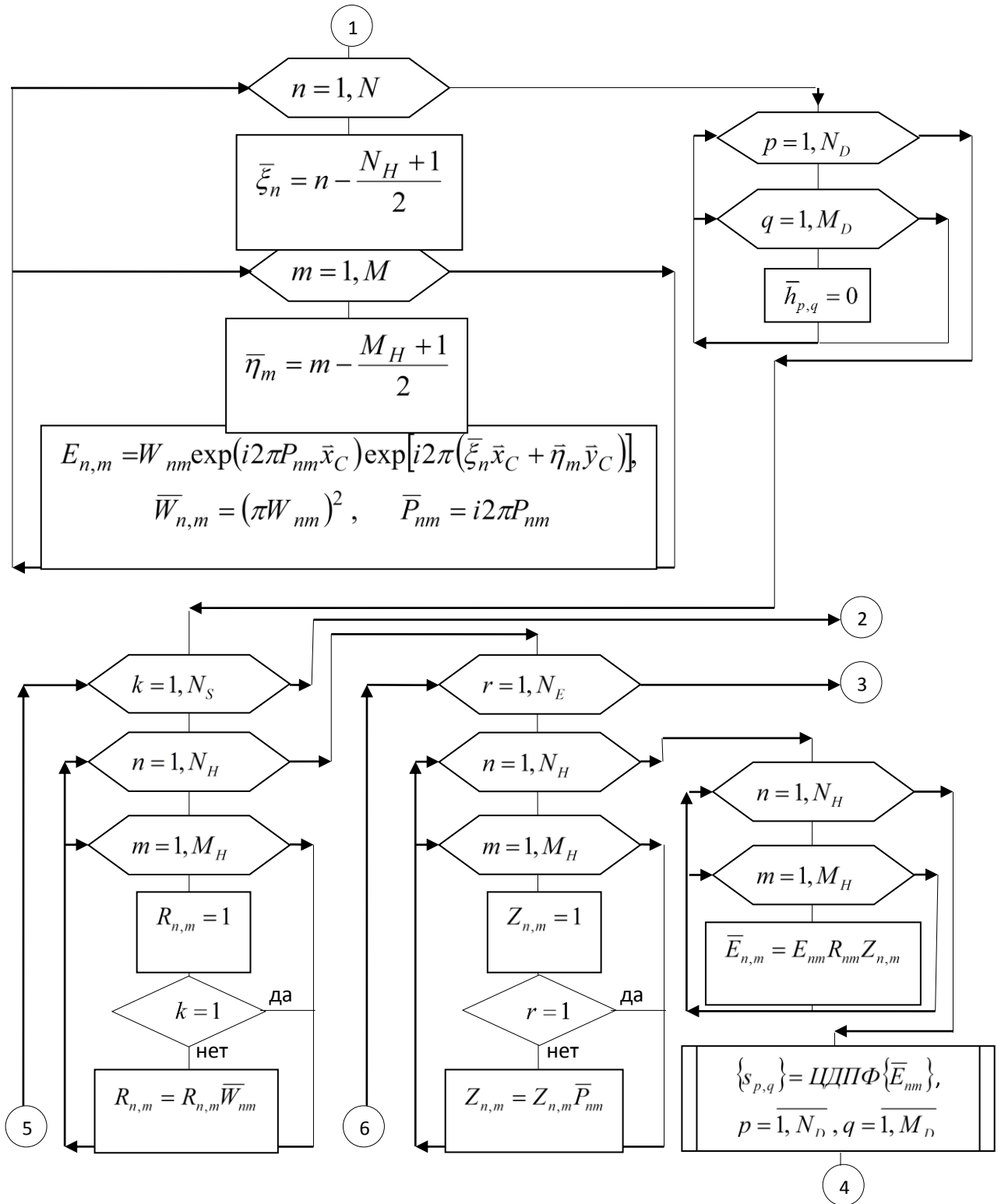


Рис.7. Продолжение блок-схемы на рис.6

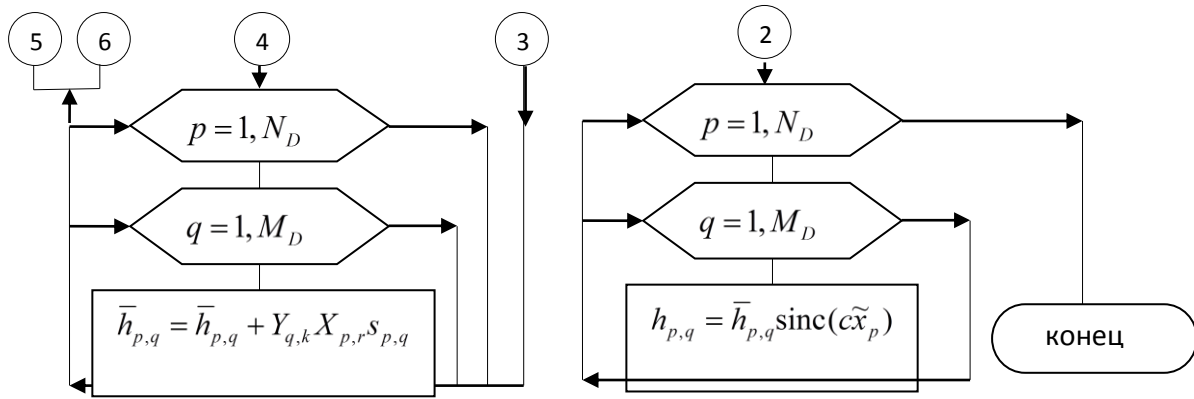


Рис.8. Продолжение блок-схемы на рис. 7

### Заключение

Разработан эффективный алгоритм для численного восстановления бинарной голограммы Ломана, который позволяет применение быстрых алгоритмов вычисления дискретного преобразования Фурье, что позволяет существенное сокращение времени расчета по сравнению со случаем вычисления с помощью прямого суммирования. Эффективность алгоритма становится более значимым при необходимости многократного восстановления изображения, которая возникает при поиске оптимальных значений параметров кодирования и дискретизации синтезируемой методом Ломана голограммы.

### Литература

1. Brown B. R., Lohmann A.W. Complex spatial filtering with binary masks- Appl. Opt ., 1966 ,v.5,N6,p.967-969.
2. Lohmann A.W. ,Paris D.P. Binazy Fraunlofer holograms generated by computer.-Appl.Opt., 1967,v.6,N10,p.1729-1748.
3. Brown B. R., Lohmann A.W. Computer-generated binary holograms.- IBM Jorn.Res.Develop.,1969,v.13,N2,p.160-168.
4. Brown B. R., Lohmann A.W., Paris D.P. Computer-generated optical-matched filtering.-Opt.Acta.,1966,v.13,p.377.
5. Lohmann A.W., Paris D.F. Computer-generated spatial filters for coherent data processing. – Appl.Opt.,1968,v.7,N4,p.651-655.
6. Lohmann A.W., Paris D.P.,Werlich H.W. A computer-generated spatial filter applied to code translation.-Appl.Opt.,1967,v.6,N6,p.1139-1140.
7. Hugonin J.P.,Chavel P.A. High quality computer holograms: the problem of phase representetion.-Journ.Opt.Soc.Amer.,1976,v.66,N10,p.986-996.

УДК 536.1

## ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ФАРФОРОВЫХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ МЕСТНОГО СЫРЬЯ

Касмамытов Н.К., Макаева К.М., Ласанху К.А.

*Институт физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной академии наук, 720071,  
Кыргызская Республика, Бишкек, пр. Чуй 265-а, E-mail: [nurkas@mail.ru](mailto:nurkas@mail.ru)*

**Аннотация.** Работа посвящена изучению составов керамических масс и глазури, проработке технологии их получения, а также исследованию физико-механических свойств образцов высоковольтных фарфоровых керамик (ВФК) на основе местного сырья месторождений Кыргызской Республики, обожженных при температурах 1200 и 1250°C –1 ч.

**Ключевые слова:** *состав, керамическая масса, высоковольтная фарфоровая керамика, технология получения, свойства.*

## PHYSICAL AND MECHANICAL PROPERTIES OF HIGH-VOLTAGE PORCELAIN CERAMICS BASED ON LOCAL RAW MATERIALS

N.K.Kasmamytov, K.M.Makaeva, K.A. Lasankhu

*Institute of physics named after academician J.Jeenbaev National Academy of Sciences,  
Bishkek, 265-a Chui Avenue, the Kyrgyz Republic, E-mail: [nurkas@mail.ru](mailto:nurkas@mail.ru)*

**Abstract:** The work is devoted to the study of the compositions of ceramic masses and glazes, the development of the technology for their production, as well as the study of the physical and mechanical properties of samples of high-voltage porcelain ceramics (HPC) based on local raw materials from deposits of the Kyrgyz Republic, fired at temperatures of 1200° and 1250 ° C - 1 h.

**Keywords:** *composition, ceramic mass, high-voltage porcelain ceramics, production technology, properties.*

### Введение

Интенсивное развитие электроэнергетики в Кыргызской Республике и её современные вызовы в энергосекторе требует в ближайшей перспективе параллельно проводить комплекс мероприятий по организации керамического производства по выпуску местных высоковольтных фарфоровых диэлектриков на основе минерального сырья месторождений Кыргызской Республики с целью импортозамещения ряда керамических изделий, предназначенных для электроэнергетики нашей страны.

В настоящее время все разновидности электротехнических изделий, включая высоковольтные фарфоровые керамики (ВФК) полностью на 100% завозятся из-за рубежа. Важно отметить, из года в год в энергосекторе нашей страны повышается спрос на электроизоляционные материалы ВФК, причем в широком ассортименте и количественном масштабе.

В предыдущей работе [1,2] были описаны различные разновидности местного сырья, в частности их физико-химические и технологические характеристики, имеющиеся в Кыргызской Республике и в достаточном количестве, которые могли бы быть использованы в качестве сырья для получения ВФК. В энергетической отрасли нашей республики используются различные электротехнические изоляторы, которые изготавливаются из стекла, фарфора, нитридов, полимеров и других материалов, но одним из наиболее распространенных является электротехнический фарфор. Производство фарфоровых электротехнических изделий является одним из старейших и поэтому её производство наиболее освоено во всех развитых странах. Технология производства электрофарфора позволяет использовать не только широко распространенные и не дорогие виды сырья, но также вторичное сырье в виде отработанного электрофарфорового изделия.

Настоящая работа посвящена исследованию и разработке керамической массы, технологии получения опытных ВФК и разработке керамической массы глазури для нанесения ее на поверхность опытных образцов ВФК с эксплуатационными свойствами не уступающим мировым аналогам.

Ранее в работе [3,4] путем вариации состава керамической массы ВФК с использованием различного сырья были получены опытные электротехнические высоковольтные фарфоровые материалы в составе керамической массы которых в определенном (от 25 до 60% мас.) количестве добавлялась глина Кара-кече. Исследования электрических свойств у таких образцов ВФК в керамической массе которых присутствовало глина Кара-кече показал, что максимальные значения по пробивному напряжению у них достигают значений 35-40кВ, т.е. не превышают 40 кВ [10]. В связи с этим, в настоящей работе была поставлена цель повысить диэлектрические свойства ВФК на основе местного сырья, в частности по пробивному напряжению.

В работе решалась задача по разработке новых составов керамических масс ВФК, в которых полностью отсутствовала глина Кара-кече. Отказ от введения глины Кара-кече в композиционный состав керамической массы опытных ВФК был обусловлен тем, что химическом составе глины Кара-кече имелось повышенное содержание оксида железа выше требуемых норм ГОСТов. Так как повышенное содержание оксидов железа в глине Кара-кече выше требуемых норм ГОСТа не позволяло улучшить электрические свойства опытных ВФК на пробой по напряжению выше 35-40 кВ. С другой стороны, положительной характеристикой глины Кара-кече по сравнению с другими глинами Кыргызской Республики является её высокая пластичность и формуемость, которая необходима при получении электротехнических изделий сложной конфигурации.

Согласно ранее выработанных критерий [3] в данной работе были разработаны новые составы опытных керамических масс ВФК на основе местного минерального сырья, но в составе их керамической массы отсутствовала глина Кара-кече, причем зная заведомо, что при этом у новых

опытных керамических масс ВФК будут ухудшаться пластические и формовочные свойства.

**Опытные составы керамической массы ВФК и глазури.**

После предварительных серий экспериментальных исследований по ряду новых композиционных составов керамических масс ВФК на основе местного сырья, но без долевого введения в них глины Кара-кече, были отобраны два наиболее лучших композиционных состава ВФК, состоящих на 95% из местного сырья, у которых формировались более или менее требуемые технологические и электрические свойства на пробой по напряжению.

В таблице 1 представлены два варианта композиционных составов керамической массы ВФК-1 и ВФК-2, причем в обоих составах отсутствует глина Кара-кече.

Из таблицы 1 видно, что в опытных составах керамических масс ВФК, обозначенных соответственно под номерами №1 и №2 входят следующие основные сырьевые составляющие: каолин Чоко-Булак, фарфоровый камень Уч-курт. Эти керамические массы ВФК -1 и ВФК-2 отличаются друг от друга как по количественному, так и по компонентному содержанию, введенных в них добавок. В состав ВФК -1 введена Украинская так называемая Новорайская глина, а в состав керамической массы ВФК-2 дополнительно был введен Российский вишневогорский полевой шпат.

Таблица №1. - Массовый состав опытной керамической массы высоковольтной фарфоровой керамики

№	Сырьевые материалы	Керамическая масса, % мас.	
		ВФК-1	ВФК-2
1	Ново-райская глина (Украина)	4-6	-
2	Коалин Чоко-Булак	23-25	50-55
3	Фарфоровый камень Уч-Курт	70-72	38-42
4	Полевой шпат Вишнегорский (Россия)	-	3- 6

Выбор вышеприведенных керамических масс ВФК-1 и ВФК-2 был направлен на улучшение показателей диэлектрических свойств опытных ВФК, благодаря исключению из керамического состава глины Кара-кече. Следует отметить что, исключив из составов керамической массы ВФК -1,2 глину Кара-кече мы пытались улучшить показатели электрических свойств у опытных ВФК, но при этом мы заведомо знали, что существенно будут ухудшатся пластические и формовочные свойства керамической массы ВФК. Поскольку



постольку в ранее проведенных исследованиях [2-5] было показано, что наличие глины Кара-кече в керамической массе ВФК приводит к улучшенным пластическим свойствам ВФК, что позволяло изготавливать изделия сложной конфигурации.

Таблица №2. - Массовый состав глазури, нанесенный на поверхность опытной высоковольтной керамики (% мас.)

№	Сырьевые компоненты глазури	Процентное содержание, % мас.
1	Полевой шпат (российский, привозной)	60- 65
2	Фарфоровый камень (местный)	20- 25
3	Глина Кара Кече (местный)	8- 10
4	Цинковое белизна (привозной)	3- 5

Известно, что у каолина Чоко-Булак свойства пластичности и формуемости очень низкие и для улучшения пластических свойств опытных керамических масс ВФК-1 и ВФК-2 в их состав соответственно вводили в виде добавки Ново-райскую глину, а в состав ВФК №2 Российский вишневогорский шпат.

Также в работе был разработан новый измененный состав глазури, предназначенный для нанесения на поверхность опытных образцов ВФК-1,2. Отличительной особенностью измененного состава глазури является введение в его состав цинковой белизны.

В табл.2 представлен состав опытной глазури. Выбор этого состава глазури обусловлен ранее проделанными нами исследованиями в работах [3-5], в которых исследуемый состав глазури показал наилучшие результаты по свойствам адгезии с подложкой черепка ВФК и отсутствием на глазурованном покрытии так называемого цекового дефекта.

### **Технология получения керамической массы опытных ВФК.**

Опытные образцы ВФК на основе местного сырья, представленных в таблице 1, изготавливались по классической технологии [7], имеющие некоторые отличительные особенности. Коротко, суть разработанной технологии получения опытных керамических масс ВФК на основе местного сырья заключается в следующем. Экспериментальные керамические массы ВФК были приготовлены по так называемой «мокрой» технологии помола в шаровой мельнице [7,8]. Предварительно все отощающие компоненты керамической смеси ВФК были помолоты отдельно друг от друга до

предварительной тонины помола 3-4 % масс. Тонина помола во всех случаях определялась остатком на контрольном сите размером +0063. Затем по заранее разработанному рецепту все компоненты, входящие в состав ВФК, как отощающие, так и глинистые, после предварительного взвешивания загружались в камеру шаровой мельницы для совместного окончательного помола и одновременного перемешивания всех компонентов керамической смеси. Помол производился до получения тонины помола 1-2%. Влажность шликерной керамической массы смеси в процессе помола поддерживалось в пределах 52% по массе. Окончательно, изготовленная шликерная масса обезвоживалась до остаточной влажности 18-20%.

Для улучшения пластичности и формуемости, полученных после помола и предварительной сушки до влажности 18-20%, опытные керамические массы ВФК подвергались технологической операции - «заваливания» в течении 7 дней при комнатной температуре. После этого керамическую массу ВФК формовали методом экструзии в изделия заданной формы. Для исследования эксплуатационных свойств и структуры опытные образцы ВФК изготавливались в виде цилиндрических образцов и дисков с помощью лабораторного экструдера. Были изготовлены две партии опытных образцов ВФК с размерами: длиной 120 мм и 8 мм с одинаковыми диаметрами 10 мм. Изготовленные образцы ВФК проходили окончательную сушку естественным способом при комнатной температуре до остаточной влажности менее 1%.

После окончательной сушки опытные образцы ВФК в одинаковых условиях подвергались термическому обжигу в электропечи радиационного нагрева с автоматическим регулированием температуры и времени обжига.

На рис. 1. представлена кинетика изменения температуры в процессе обжига опытных образцов ВФК-1,2 в камере электропечи.

На рис. 1 показан режим термического обжига просушенных образцов ВФК-1,2. Этот режим нагрева обжига, условно можно разделить на три стадии: монотонный нагрев до первой ступенчатой выдержке при температуре 400°C, потом дальнейший подъём температуры до рабочей температуры 1250°C с выдержкой 1 час и после осуществляют монотонное охлаждение опытных образцов ВФК вместе с печью. Отметим, что опытные образцы обжигались в одинаковых условиях при одном и том же режиме обжига. Весь процесс обжига, начиная от начала разогрева до рабочей температуры обжига с выдержкой при этой температуре 1 час и последующего охлаждения образцов ВФК вместе с печью занимает в целом 24 часа.

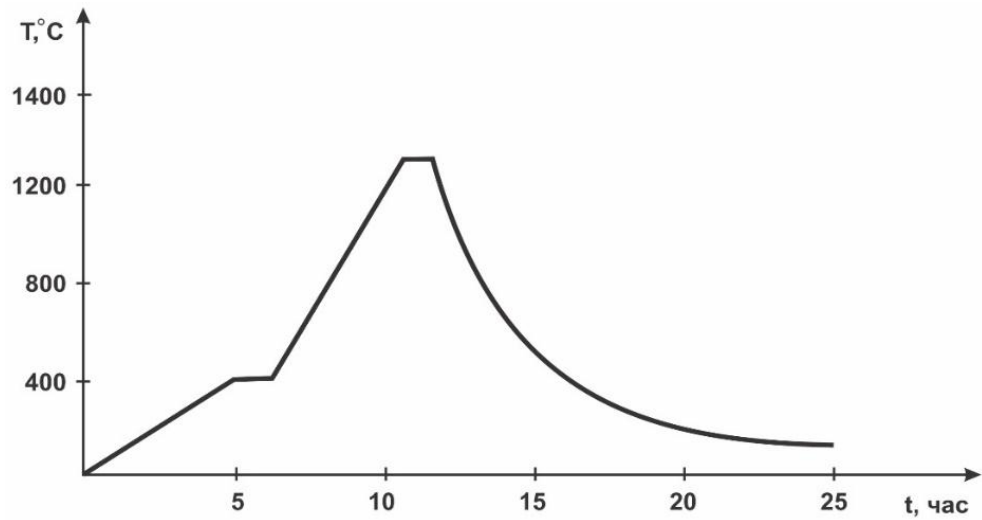


Рис.1. Термический режим обжига опытных образцов ВФК-1,2 в электропечи.

**Физико-механические свойства обожжённых ВФК**

В таблице №3 представлены основные исследуемые свойства опытных ВФК -1 и ВФК -2 на базе местного сырья. Для высоковольтной керамики важными свойствами являются прочность на изгиб и электрическая прочность. С ростом температуры обжига с 1200 до 1250°C плотность опытных образцов ВФК для обоих составов ВФК-1,2 возрастает на величину  $\Delta\rho = 0,12 \div 15 \text{ г/см}^3$ , и соответственно уменьшаются и значения водопоглощения в 4÷5 раз. Видно, что при температуре обжига 1250°C у опытных образцов ВФК-1,2 достигаются требуемые значения плотности и водопоглощения, позволяющие утверждать о их низких значениях средней пористости (менее ~ 1 %). Из работы [9] известно, что при больших пористостях в порошковых керамических материалах (много >1%) механические свойства экспоненциально уменьшаются. В таблице 3 приведены значения механической прочности на изгиб обожженных ВФК -1,2 при температурах 1200°C и 1250°C.

Таблица 3. Физико-механические и электрические свойства ВФК-1,2

№	Свойства	Температура обжига			
		ВФК-1		ВФК-2	
		1200 <sup>0</sup> С	1250 <sup>0</sup> С	1200 <sup>0</sup> С	1250 <sup>0</sup> С
1	Плотность, $\text{г/см}^3$	2,14	2,26	2,15	2,30
2	Водопоглощение, %	5,6	1,1	4,1	0,98
3	Пробивное напряжение, $\text{кВ}$	50	52	51	57
4	Прочность на изгиб, $\text{МПа}$	66,5	71,1	66,8	72,8
5	Стойкость к термоударам, $\text{К}$	160	160	160	160
6	Модуль упругости, $\text{МПа} \times 10^3$	64,9	71,2	65,5	71,7

Следует отметить, что при температуре обжига  $1250^{\circ}\text{C}$  для обоих составов опытных образцов ВФК-1 и ВФК-2 соответственно механическая прочность на изгиб составляет  $\sigma_1 = 71.1 \text{ МПа}$  и  $\sigma_2 = 72.8 \text{ МПа}$  и отвечает требованиям и нормам ГОСТ 20419-83, где приведены значения механической прочности фарфоровых электротехнических материалов, в частности разработанные ВФК можно отнести к электротехническим материалам, относящиеся к классификационной группе 110 у которых прочность на изгиб составляет  $\sigma = 70 \text{ МПа}$ . Опытные образцы ВФК-1,2 также обладают высокой термостойкостью с большим запасом, она составила  $160-170^{\circ}\text{C}$ , что соответствует значению ГОСТ 20419-83, которая равна  $160^{\circ}\text{C}$ . Известно [7], что у фарфоровых керамик после нанесения на них глазури значения механической прочности и электрической прочности незначительно повышаются.

Представляло интерес определить диэлектрические свойства опытных образцов ВФК-1,2 по измерению пробивного напряжения. Пробивное напряжение образцов ВФК -1,2 определялось на экспериментальной установке, имеющаяся на базе ОАО «Северэлектро» Кыргызской Республики. В таблице 3 приведены значения пробивного напряжения для обоих видов образцов ВФК-1 и ВФК-2, которые соответственно равны значениям  $U_1 = 52 \text{ кВ}$  и  $U_2 = 57 \text{ кВ}$ , при температуре обжига  $1250^{\circ}\text{C}$ .

### Заключение

Исследования показывают, что глазурованные высоковольтные образцы ВФК-1,2 на базе местного сырья имеют хорошую перспективу для дальнейшего улучшения их состава и электрических свойств, обладают большим запасом механической прочности на трехточечный изгиб и имеют достаточно высокие значения по пробивному напряжению 52-57 кВ, отвечающие нормам ГОСТ [6]. Исключив из керамического состава ВФК-1,2 глину Кара-кече позволило повысить значение пробивного напряжения в среднем на 15 кВ. В дальнейшем следует продолжить исследования по разработке новых составов фарфоровых масс ВФК на основе местного сырья, а также глазурей с целью улучшения показателей диэлектрических и технологических (пластичности и формуемости) свойств ВФК и использовать другие ещё незадействованные сырьевые материалы, с имеющихся неразработанных, законсервированных минеральных месторождений Кыргызской Республики.

### Список использованной литературы

1. Касмамытов Н.К., Макаева К.М. Ласанху К.А., Маленова А.М. Состав и микроструктура высоковольтной фарфоровой керамики на основе местного сырья. // Научный журнал «Физика», Бишкек – 2016. - №1. - С.76-83.
2. Касмамытов Н.К., Кыдыралиев Э.М., Календеров А.Ж. Разработка новой керамической массы на основе местного сырья для создания высоковольтной керамики. // Научный журнал «Физика», Бишкек – 2017. - №2. – С.42-47.

3. Отчёт научно-исследовательского проекта «Исследование и создание материалов с новыми свойствами» Раздел №5 по теме «Получение высоковольтных керамических материалов на базе местного сырья» // ИФТПиМ НАН КР, лаборатория порошковых материалов. – 2015.- 62 с.
4. Kasmamytov N.R., Makaeva K.M., Kantay N. Investigation of the effect of temperature on structural and mechanical properties in the preparation of porcelain ceramics not conducting current of high voltage.// International symposium Macromolecular Complex, 2017, August 28-31, Tokyo, Japan IURAS. - p.97.
5. Касмамытов Н.К., Календеров А.Ж., Макаева К.М., Ласанху К.А. Состав, технология получения, свойства высоковольтной фарфоровой керамики. // Бишкек, научно-информационный журнал «Материаловедение», 2020. - №2. – С.31-39.
6. ГОСТ 20419 -83 (СТ СЭВ 3567-82). Материалы керамические Электротехнические. Классификация и технические требования. Государственный Стандарт РФ (Союза ССР) // М.: Издательство стандартов -1989. –13с.
7. Августиника А.И. Керамика // Изд. 2-е, перераб. и доп. — Ленинград: Стройиздат, - 1975. — 592 с.
8. Г. Н. Масленникова, Ф. Я. Харитонов, Н. С. Костюков, К. С. Пирогов. Технология электрокерамики // М.: Энергия, 1994. - 224 с.
9. Андриевский Р.А. Порошковое материаловедение. – Бишкек: Илим. -1991. – 236 с.
10. Патент №2122, Кыргызская Республика, 20170136.1 Керамическая масса для получения электротехнического фарфора. / Н.К. Касмамытов, А.Ж. Календеров, Э.М.Кыдыралиев (ИФ им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР) // заявл. 07.12.17; опубл. 31.12.2018, Бюл. №1(46). – 5с.: ил.

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

<b>Каримов К.А.,</b> <b>Гайнутдинова Р.Д.,</b> <b>Жунушова Г.Ш.,</b> <b>Крымская Д.Н.</b>	Долгопериодные изменения приземной температуры и рост концентрации углекислого газа.....	6
<b>Крымская Д.Н.,</b> <b>Гайнутдинова Р.Д.</b>	Периодические составляющие в многолетних вариациях температуры атмосферы и параметров гелиогеофизической активности....	11
<b>Снимщиков И.А.,</b> <b>Сыдык уулу Н.,</b> <b>Джумабеков К.</b>	Трехмерное моделирование и лазерная гравировка металлов.....	19
<b>Ласанху К. А.,</b> <b>Касмамытов Н.К.</b>	Полечение оксинитрида кремния методом реакционного синтеза в электропечи при температуре 1600К.....	24
<b>Азаматов З.Т.,</b> <b>Йулдошев М.А.,</b> <b>Базарбаев Н.Н.</b>	Оптические и голографические свойства фоторефрактивных кристаллов ниобата лития, легированных железом.....	28
<b>Азаматов З.Т.,</b> <b>Базарбаев Н.И.,</b> <b>Бекчанова М.Р.</b>	Голографические характеристики халькогенидных стеклообразных полупроводниковых пленок системы As-Se.....	35
<b>З.Т.Азаматов,</b> <b>Н.Н. Базарбаев,</b> <b>А.Б. Бахромов</b>	Спекл-интерферометрия для дефектоскопии элементов микроэлектроники.....	40
<b>Мамытбеков У.К.,</b> <b>Эгамбердиева А.А.,</b> <b>Кидибаев М.М.,</b> <b>Денисов Г.С.,</b> <b>Асаналиева Т.М.</b>	Синтез волокон методом микровытягивания....	50
<b>Тутьтемирова Г.У.,</b> <b>Аккозов А.Д.,</b> <b>Галмуратбеков А.С.</b>	Эффективный алгоритм для численного восстановления галограммы Ломана.....	57
<b>Касмамытов Н.К.,</b> <b>Макаева К.М.,</b> <b>Ласанху К.А.</b>	Физико-механические свойства высоковольтных фароровых керамик на основе местного сырья...	70

## ПАМЯТКА ДЛЯ АВТОРОВ

### Документы

- Сопроводительное письмо на имя главного редактора журнала печатается на бланке учреждения, представляющего статью;
- Рецензия.

### Составные части статьи и порядок их следования

1. Объем материала от 4 до 10 страниц набранного текста оформленного в текстовом редакторе Microsoft Word, файл в формате .doc или .docx (шрифт 14, Times New Roman, интервал 1). Поля: верхнее, нижнее-20мм, левое-2,5мм, правое-15мм. Графический материал должен быть четким, разрешение не менее 300 пикселей;
2. В верхнем левом углу указывается универсальная десятичная классификация (УДК);
3. Следующий абзац – название статьи указывается по центру (шрифт 14 полужирный ЗАГЛАВНЫМИ БУКВАМИ);
4. Во втором ряду фамилия имя отчество автора(ов);
5. В третьем ряду указывается полное название учебного заведения (место работы или учебы), город и страна;
6. Дальше через строку (шрифт 12, Times New Roman, интервал 1).:
  - Аннотация не менее 50 слов на языке статьи (на русском и английском языках);
  - *Ключевые слова от 3 до 5 слов и словосочетаний, курсив* (на русском и английском языках);
7. Дальше через строку идет изложение материала (шрифт 14):
  - **Введение** (состояние проблемы, задачи исследования);
  - **Основная часть** – название в текст не вносится. Основную часть рекомендуется разбивать на разделы с названиями, отражающими их содержание: постановка задачи, методы исследования, математическая модель, обсуждение результатов и т.д.;
  - **Заключение** (выводы).
8. После основного текста указывается список литературы (Список использованной литературы). Список литературы оформляется не по алфавиту, а по мере того, как она встречается в тексте статьи. Схема списка литературы:  
**Авторы** (обычный шрифт) → **название статьи** (обычный шрифт) → **выходные данные** (город, издательство) → **цифровые данные** (год, страницы). (Острейковский В. А., Карманов Ф. И. Статистические методы обработки экспериментальных данных с использованием пакета MathCAD. М.: ИНФРА-М, 2015. 207 с.);
9. Рисунки и таблицы набираются шрифтом Times New Roman 12 с одинарным междустрочным интервалом. Рисунки, диаграммы и таблицы создаются с использованием черно-белой гаммы. Использование цвета и заливок не допускается! Все рисунки и таблицы должны иметь название – Рис. 1. Название (точка), Таблица 1 – Название (точка не ставится);
10. Формулы следует набирать с помощью редактора формул Microsoft Equation и нумеровать в круглых скобках (2).
11. Отдельным файлом подаются сведения об авторе:
  - контактный телефон, Viber, WhatsApp, Telegram, Mail.Ru Агент и т. п.;
  - Электронная почта e-mail – @mail.ru, gmail.com, @yandex.ru и т. п.;
12. Авторы и рецензенты несут полную ответственность за актуальность, содержание, стиль и качество оформление статьи, а так же за ее актуальность.

Басууга 24.03.2023-ж. кол коюлду.  
№30 офсет кагазы.  
Форматы 84х60 1/16  
Көлөмү 7,5 б.т.  
Нускасы 50. Заказ 2022.

---

«Avrasya Press» басмаканасы  
Бишкек ш., 7-апрель көч. №1а. Тел: 0(312)299 300  
E-mail: [avrasyapress2003@mail.ru](mailto:avrasyapress2003@mail.ru)  
[www.avrasyapress.com](http://www.avrasyapress.com)