

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Сибирский государственный университет геосистем и технологий»
(СГУГиТ)

ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ

XVI Международный научный конгресс

Сборник материалов в 8 т.

Т. 8

Национальная конференция с международным участием

«СИБОПТИКА-2020»

№ 1

Новосибирск
СГУГиТ
2020

Ответственные за выпуск:

Доктор экономических наук, доцент, директор ИОиТИБ СГУГиТ, Новосибирск
А. В. Шабурова

Кандидат технических наук, директор КТИ НП СО РАН, Новосибирск
П. С. Завьялов

Доктор технических наук, профессор,
научный руководитель КТИ НП СО РАН, Новосибирск
Ю. В. Чугуй

С26 Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XVI Междунар. науч. конгр., 18 июня – 8 июля 2020 г., Новосибирск [Текст] : сб. материалов в 8 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2020». – Новосибирск : СГУГиТ, 2020. – 172 с. – ISSN 2618-981X.

DOI: 10.33764/2618-981X-2020-8-1

В сборнике опубликованы материалы XVI Международного научного конгресса «Интерэкспо ГЕО-Сибирь», представленные на Национальной конференции с международным участием «СибОптика-2020».

Печатается по решению редакционно-издательского совета СГУГиТ

Материалы публикуются в авторской редакции

УДК 535

© СГУГиТ, 2020

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТНИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ НА НОВОСИБИРСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Борис Александрович Князев

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, тел. (383)363-44-45, зав. лабораторией, e-mail: ba_knyazev@phys.nsu.ru

Николай Александрович Винокуров

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, чл.-корр. РАН, зав. лабораторией, тел. (383)329-40-03, e-mail: N.A.Vinokurov@inp.nsk.su

Василий Валерьевич Герасимов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-39, e-mail: V.V.Gerasimov@inp.nsk.su

Ярослав Владимирович Гетманов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-59, e-mail: Ya.V.Getmanov@inp.nsk.su

Ярослав Игоревич Горбачев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, инженер, тел. (383)329-40-12, e-mail: Ya.I.Gorbachyov@inp.nsk.su

Роман Хусейнович Жукавин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Россия, г. Нижний Новгород, ГСП-105, научный сотрудник, тел. (831)438-50-37, e-mail: zhur@ipmras.ru

Олег Эдуардович Камешков

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, магистрант, тел. (905)950-57-90, e-mail: o.kameshkov@g.nsu.ru

Виталий Владимирович Кубарев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, ведущий научный сотрудник, тел. (383)329-42-57, e-mail: V.V.Kubarev@inp.nsk.su

Геннадий Николаевич Кулипанов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, академик РАН, советник дирекции, тел. (383)330-60-30, e-mail: G.N.Kulipanov@inp.nsk.su

Алексей Константинович Никитин

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342, Россия, г. Москва, ул. Бутлерова, 15, ведущий научный сотрудник, тел. (495)333-50-81, e-mail: alnikitin@mail.ru

Наталья Дмитриевна Осинцева

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, аспирант, тел. (383)329-48-35, e-mail: natalyaosintseva@gmail.com

Владимир Сергеевич Павельев

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, 443086, Россия, г. Самара, ул. Московское шоссе, 34, главный научный сотрудник, тел. (846)267-48-43, nano@ssau.ru

Евгений Николаевич Чесноков

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3, ведущий научный сотрудник, зав. лабораторией, тел. (383)333-29-44, chesnok@kinetics.nsc.ru

Юлия Юрьевна Чопорова

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, старший научный сотрудник, тел. (383)329-48-39, e-mail: Yu.Yu.Choporova@inp.nsk.su

Олег Александрович Шевченко

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11, ведущий научный сотрудник, тел. (383)329-48-59, e-mail: O.A.Shevchenko@inp.nsk.su

Представлен обзор ряда экспериментов в области фотоники и плазмоники, выполненных в последнее время на Новосибирском лазере на свободных электронах (НЛСЭ). Описаны параметры излучения НЛСЭ и рабочие станции пользователей. Значительное внимание уделено разработке и испытаниям предназначенных для данного диапазона квазиоптических элементов и методам формирования мощных пучков терагерцового излучения с заданным модовым составом. Описано применение терагерцового излучения в спектроскопии газов и полупроводников, в генерации и исследовании поверхностных плазмон-поляритонов, а также применение последних для исследования поверхностей и в коммуникационных приложениях.

Ключевые слова: лазер на свободных электронах; терагерцовое и инфракрасное излучение; плазмоника; фотоника; спектроскопия; оптические элементы.

**TERAHERTZ PHOTONICS AND SPECTROSCOPY ON NOVOSIBIRSK
FREE ELECTRON LASER**

Boris A. Knyazev

Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, phone: (383)363-44-45, Head of Laboratory, e-mail: ba_knyazev@phys.nsu.ru

Nikolay A. Vinokurov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Corr. Member of RAS, Head of Laboratory, phone: (383)329-40-03, e-mail: N.A.Vinokurov@inp.nsk.su

Vasily V. Gerasimov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-39, e-mail: V.V.Gerasimov@inp.nsk.su

Yaroslav V. Getmanov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-59, e-mail: Ya.V.Getmanov@inp.nsk.su

Yaroslav I. Gorbachyov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Engineer, phone: (383)329-40-12, e-mail: Ya.I.Gorbachyov@inp.nsk.su

Roman Kh. Zhukavin

Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia, Researcher, phone: (831)438-50-37, e-mail: zhur@ipmras.ru

Oleg E. Kameshkov

Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, Graduate, phone: (905)950-57-90, e-mail: o.kameshkov@g.nsu.ru

Vitaliy V. Kubarev

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, phone: (383)329-42-57, e-mail: V.V.Kubarev@inp.nsk.su

Gennagiy N. Kulipanov

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Academician of RAS, Directorate Advisor, phone: (383)330-60-30, e-mail: G.N.Kulipanov@inp.nsk.su

Aleksey K. Nikitin

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, 15, Butlerova St., Moscow, 117342, Russia, Leading Researcher, phone: (495)333-50-81, e-mail: alnikitin@mail.ru

Natalya D. Osintseva

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Prospect Akademik Lavrentiev St., Novosibirsk, 630090, Russia, Ph. D. Student, phone: (383)329-48-35, e-mail: natalyaosintseva@gmail.com

Vladimir S. Pavelyev

Samara National Research University, 34, Moskovskoye Shosse, Samara, 443086, Russia, Chief Researcher, phone: (846)267-48-43, nano@ssau.ru

Evgeniy N. Chesnokov

Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS, 3, Institutskaya St., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, Head of Laboratory, phone: (383)333-29-44, chesnok@kinetics.nsc.ru

Yulia Yu. Choporova

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Acad. Lavrentieva Pr., Novosibirsk, 630090, Russia, Senior Researcher, phone: (383)329-48-39, e-mail: Yu.Yu.Choporova@inp.nsk.su

Oleg A. Shevchenko

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, 11, Acad. Lavrentieva Pr., Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Researcher, phone: (383)329-48-59, e-mail: O.A.Shevchenko@inp.nsk.su

A review of experiments in the field of photonics and plasmonics, recently performed with the Novosibirsk free electron laser (NovoFEL) is given. Parameters of NovoFEL radiation and user workstations are described. Considerable attention was paid to the development and testing of quasi-optical

elements designed for this range and to methods for the formation of powerful beams of terahertz radiation with a given mode composition. The use of terahertz radiation in the spectroscopy of gases and semiconductors, in generation and study of surface plasmon polaritons, as well as the use of the latter for the study of surfaces and in communication applications is described.

Key words: free electron laser; terahertz and infrared radiation; plasmonics; photonics; spectroscopy; optical elements.

Введение

Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ) является импульсно-периодическим источником монохроматического излучения, которое может плавно перестраиваться по частоте в трех спектральных диапазонах, перекрывающих области терагерцового, а также дальнего и среднего инфракрасного излучения. Это свойство вместе с высокой средней мощностью излучения делает его уникальным инструментом для фундаментальных и прикладных исследований. Лазер является одной из установок Сибирского центра Синхротронного и Терагерцового (ТГц) излучения, исследования на котором ведут научные группы российских и иностранных пользователей. Три лазерных системы установки, каждая из которых состоит из ондулятора и оптического резонатора, позволяют в настоящее время генерировать излучение в спектральных диапазонах, показанных на рис. 1 прямоугольниками.

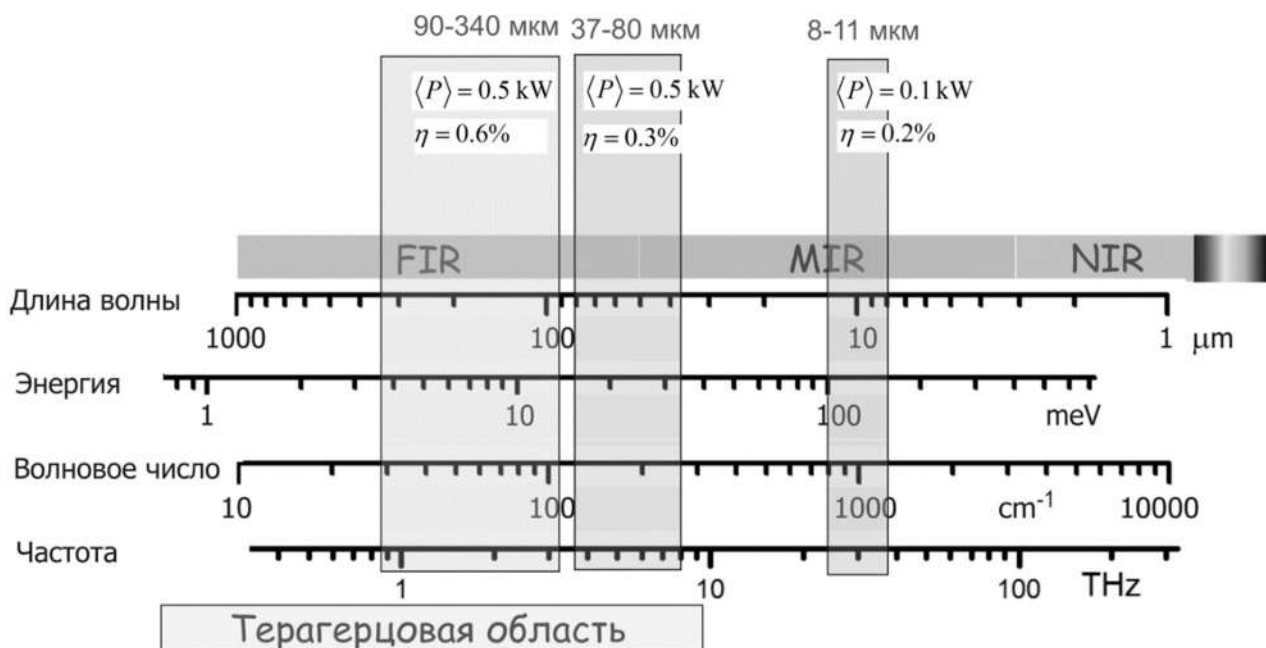


Рис. 1. Области генерации Новосибирского лазера на свободных электронах. Указаны характерная средняя мощность пучка $\langle P \rangle$ и эффективность генерации η

Первая лазерная система установки, в настоящее время генерирующая ТГц излучение в диапазоне 90–340 мкм, была введена в эксплуатацию в 2003 году, и большинство исследований, выполненных пользователями к данному моменту, проведены в этом диапазоне частот. Эксперименты с использованием излучения 40–50 и 7–8 мкм были начаты позже. Исследования, проведенные на первых шести рабочих станциях до 2015 года, описаны в обзорной статье [1]. С тех пор установка была значительно модернизирована. На данный момент на ней функционируют 13 рабочих станций, одиннадцать из которых показаны на рис. 2. Названия станций отражают основные направления исследований, ведущихся на этих станциях.

Лазерное излучение на входе в рабочие станции имеет гауссов профиль и представляет собой неограниченную последовательность импульсов длительностью 30–100 пс со стандартной частотой повторения 5,6 МГц и средней мощностью до 100–200 Вт. Возможна генерация с частотой повторения импульсов 11,2 и 24,4 МГц. Излучение лазера – пространственно-когерентное, что позволило, например, впервые продемонстрировать классическую голографию в терагерцовом диапазоне [2]. Уникальные параметры излучения позволяют проводить и другие эксперименты, которые невозможно выполнить в терагерцовом диапазоне с другими источниками излучения. В частности, на НЛСЭ впервые продемонстрировано несколько сверхбыстрых и высокоразрешающих методов молекулярной спектроскопии [3], а большая пиковая и средняя мощность позволила зажечь непрерывный оптический разряд в газах при атмосферном давлении [4]. Было исследовано отклонение терагерцового вихревого пучка в акустооптической ячейке в жидком элегазе [5], обнаружено образование наноразмерных металлических частиц акустическими волнами, генерируемыми в жидкостях импульсным излучением [6]. Среди выполненных на НЛСЭ экспериментов следует ещё упомянуть демонстрацию эллипсометрии в режиме полного внутреннего отражения с рекордным для терагерцового диапазона пространственным разрешением; серию уникальных экспериментов с обычными и локализованными терагерцовыми поверхностными плазмон-поляритонами; исследование влияния ТГц излучения на биологические объекты, от клеток до организмов; исследования электронного парамагнитного резонанса.

Во многих случаях пользователям излучения требуются пучки с различным модовым составом, а также пучки с заданным распределением плотности мощности по заданной поверхности или в заданном объеме. Для этой цели был разработан и изготовлен ряд пластиковых и кремниевых дифракционных оптических элементов. В частности, использование дифракционной оптики позволило преобразовать лазерное излучение в бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом («вихревые пучки»), а с помощью последних путем дифракции излучения на двумерной решетке круглых отверстий были сформированы «решетки» кольцевых вихревых микропучков.

В настоящем обзоре мы приведем некоторые результаты, полученные в последнее время на НЛСЭ в области терагерцовой фотоники и спектроскопии.

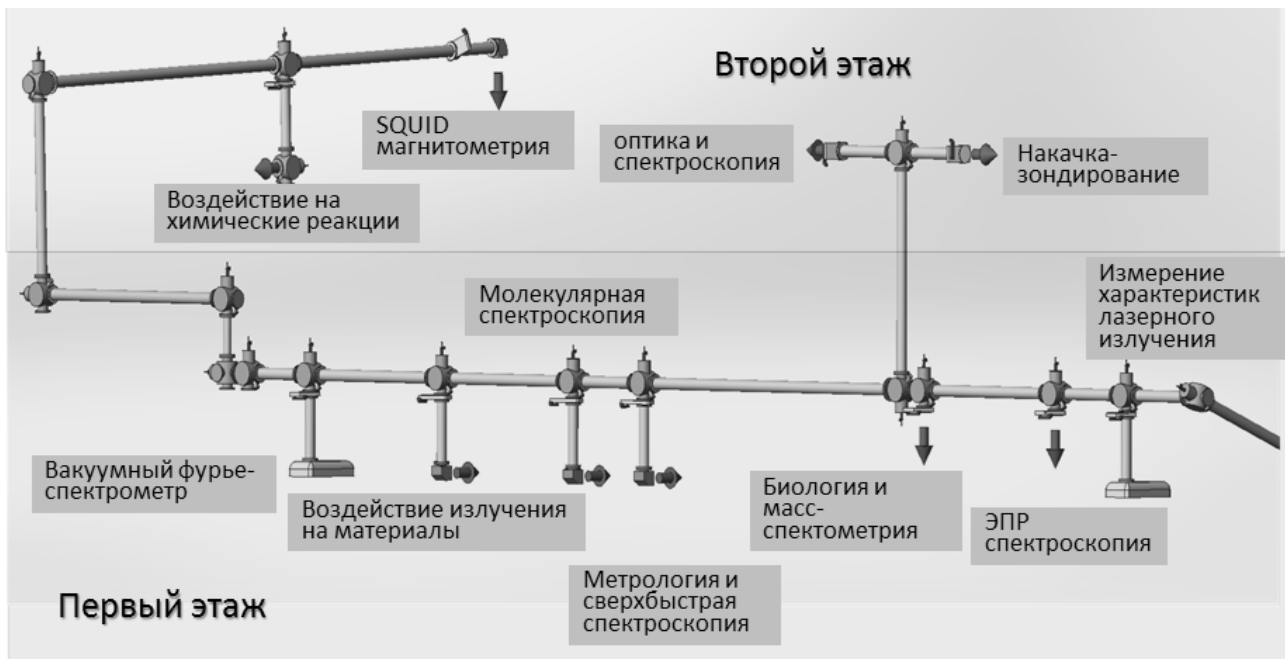


Рис. 2. Заполненные сухим азотом каналы для транспортировки излучения из лазерных резонаторов на рабочие станции Новосибирского лазера на свободных электронах

Дифракционные оптические элементы для терагерцового диапазона

Появление источников мощного когерентного ТГц излучения, которыми являются лазеры на свободных электронах и гиротроны, открыло новые горизонты для исследований в этом диапазоне частот. Для эффективного использования таких источников необходимы оптические элементы (ОЭ), позволяющие преобразовывать лазерные пучки, фокусируя их в заданные объемы и на заданные поверхности или трансформируя их модовый состав. Для исключения повреждения ОЭ мощными пучками при их изготовлении нужно использовать стойкие к нагреву материалы, такие как сапфир, алмаз и кремний.

Производство высокоомного, прозрачного в длинноволновом диапазоне кремния, хорошо освоено, равно как и методы обработки его поверхности, включая фотолитографическое травление и лазерную абляцию. На НЛСЭ были испытаны разнообразные кремниевые дифракционные оптические элементы (ДОЭ), использовавшиеся для фокусировки и трансформации лазерного пучка. Фотолитографическое травление кремниевой подложки использовалось для изготовления целого ряда ДОЭ с бинарным рельефом [7]. Относительным недостатком кремниевых элементов является большое френелевское отражение, которое из-за большого показателя преломления, равного 3,42, ограничивает сверху дифракционную эффективность величиной порядка 50 %. Однако, при покрытии обеих сторон бинарного фазового элемента из кремния антиотражающим покрытием

из Парилена с отражения полностью исчезают [7]. Используя излучение НЛСЭ, было обнаружено, что покрытие остаётся неповреждённым при его облучении пучком со средней плотностью мощности 4 кВт/см^2 при длине волны 130 мкм . При этом пиковая мощность в импульсах длительностью 100 пс была равна почти 8 МВт/см^2 . Экспериментальные измерения дифракционной эффективности элементов, покрытых антиотражающим покрытием, хорошо согласуются с теоретическими оценками.

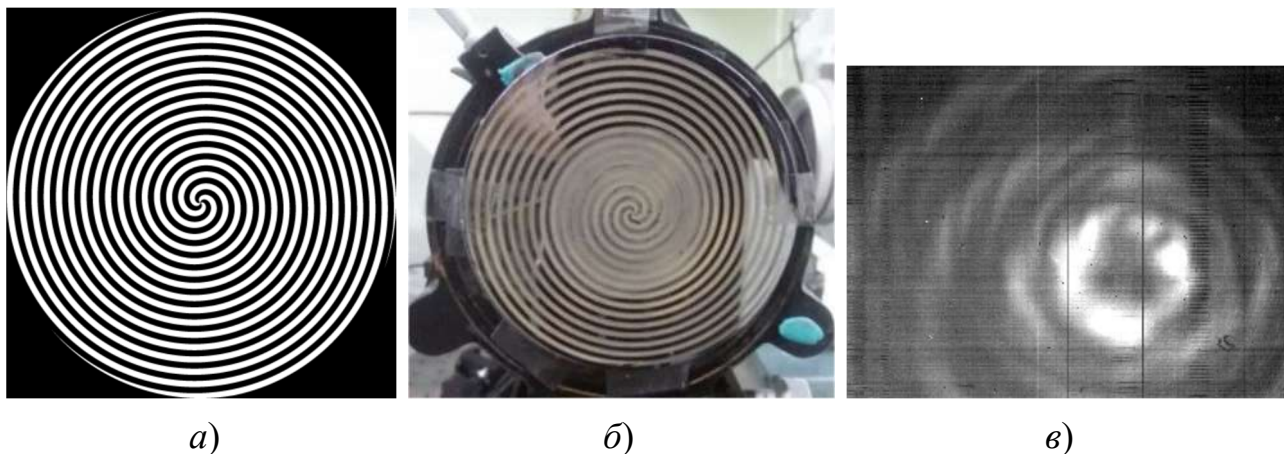


Рис. 3. Фазовое распределение (а) и фото (б) бинарного дифракционного оптического элемента для генерации бesselева пучка с топологическим зарядом, равным 3 (скачок оптической длины между черными и белыми областями равны π для длины волны $129,5 \text{ мкм}$); в) сечение экспериментально полученного бesselева пучка третьего порядка

На НЛСЭ впервые в терагерцовом диапазоне были сформированы бesselевы пучки с орбитальным угловым импульсом (закрученные пучки).

$$E(z, r, \varphi) = E_0 J_l(\kappa r) \exp\{i[k_z z + l\varphi]\}, \quad (1)$$

где J_l – Бesselева функция первого рода порядка l , который называют "топологическим зарядом пучка" [8]; $\kappa = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ – поперечное волновое число бesselева пучка.

Для их получения были изготовлена серия бинарных фазовых аксиконов из кремния со спиральной структурой зон. Количество вложенных друг в друга спиралей Архимеда определяет величину топологического заряда. Бинарный фазовый аксикон третьего порядка, рассчитанный на длину волны $129,5 \text{ мкм}$, диаметром 100 мм показан на рис. 3, б. Пучки подобного типа сохраняют свое сечение неизменным на большом расстоянии и потому называются бездифракционными. На рис. 3, в специально показан ДОЭ, изготовленный с дефектами, чтобы продемонстрировать, что даже такой аксикон создает пучок, достаточно близкий

к бесселеву. Качественно изготовленные аксиконы (см., например [9]) создают бездифракционные бесселевы пучки длиной порядка 150 мм. Такие пучки востребованы во многих приложениях, таких как зондирование протяженных объектов, абляция материалов, коммуникационные системы, генерация непрерывного оптического разряда, генерация поверхностных плазмон-поляритонов. Таким образом, кремниевые ДОЭ являются перспективными устройствами для трансформации монохроматических мощных терагерцовых пучков.

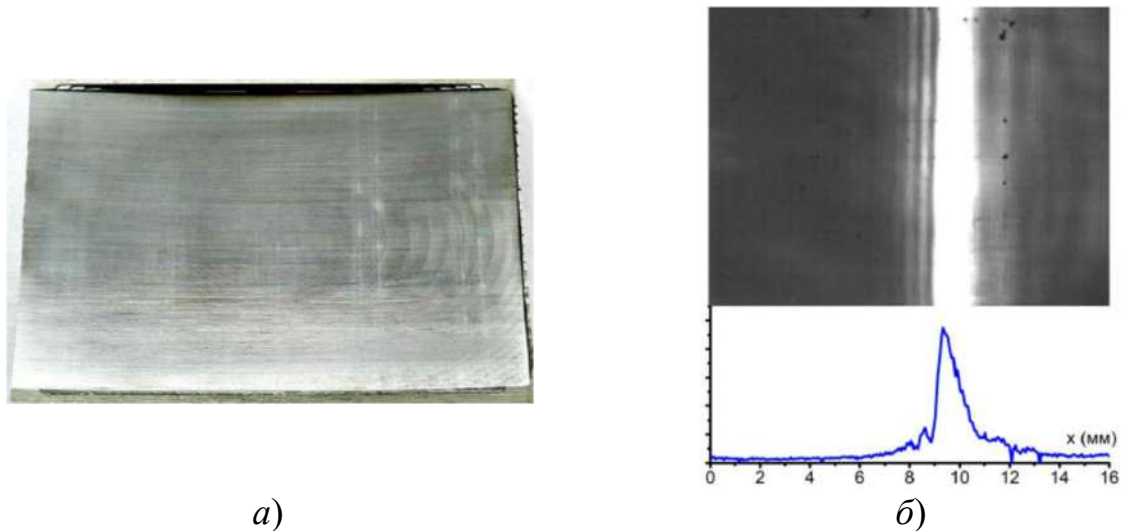


Рис. 4. Фотография изготовленного алюминиевого цилиндрического зеркала (а) и распределение интенсивности в фокальной плоскости (б)

Поскольку бинарные (двухуровневые) элементы, как говорилось выше, предназначены для работы только с монохроматическим излучением фиксированной длины волны и имеют ограниченную дифракционную эффективность, то желательно использовать многоуровневые элементы. Последние можно изготовить, например, с помощью фотолитографии. Многоуровневая фотолитография, однако, является очень сложной и дорогостоящей процедурой, поскольку требуется совмещение фотомасок с высокой точностью. Для изготовления многоуровневых дифракционных линз с высокой энергоэффективностью можно альтернативно использовать технологию лазерной абляции, но это тоже достаточно дорогая процедура [10]. Поскольку при большой длине волны можно ограничить точность изготовления поверхностей оптических элементов, были проведены пробные опыты по изготовлению отражающих элементов свободной формы для трансформации мощных пучков лазера на свободных электронах [11]. Алюминиевые элементы (сферические и цилиндрические зеркала, а также отражающие аксиконы) были изготовлены по технологии микрофрезерования [11]. Созданные таким методом оптические элементы были испытаны на длине волны 129,5 мкм. Изображение в фокусе цилиндрического зеркала показано на рис. 4. Измеренная дифракционная эффек-

тивность сферического зеркала (больше 94 %) хорошо согласуется как с численными расчетами, так и с теоретическими предсказаниями. Результаты свидетельствуют о перспективности данного направления.

Генерация векторных и комбинированных закрученных пучков

Закрученные бесселевы пучки терагерцового диапазона, получение которых описано в предыдущем параграфе, недавно предложено [12] применить для генерации закрученных поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на цилиндрических проводниках, которые можно использовать при создании различных сенсоров или для передачи информации. Если при этом по одному и тому же проводнику «запустить» несколько плазмонов, имеющих разные орбитальные моменты, то, модулируя на входе независимо их амплитуду, и декодируя на выходе информацию, переносимую каждой модой, можно создавать плазмонные мультиплексные коммуникационные системы. Для реализации этой задачи нужно, во-первых, исследовать возможность формирования закрученных ППП на проволоках, и, во-вторых, изучить возможность создания комбинации пучков с разными топологическими зарядами. В качестве первого шага в данном разделе мы опишем опыты по формированию векторных бесселевых пучков, поскольку для генерации ППП на проволоках поляризация пучка должна быть радиальной, а также продемонстрируем сравнение результатов расчетов и экспериментов, в которых мы комбинировали свободно распространяющиеся пучки с двумя разными топологическими зарядами.

Один из вариантов оптической системы, которая может решить поставленные задачи, показан на рис. 5.

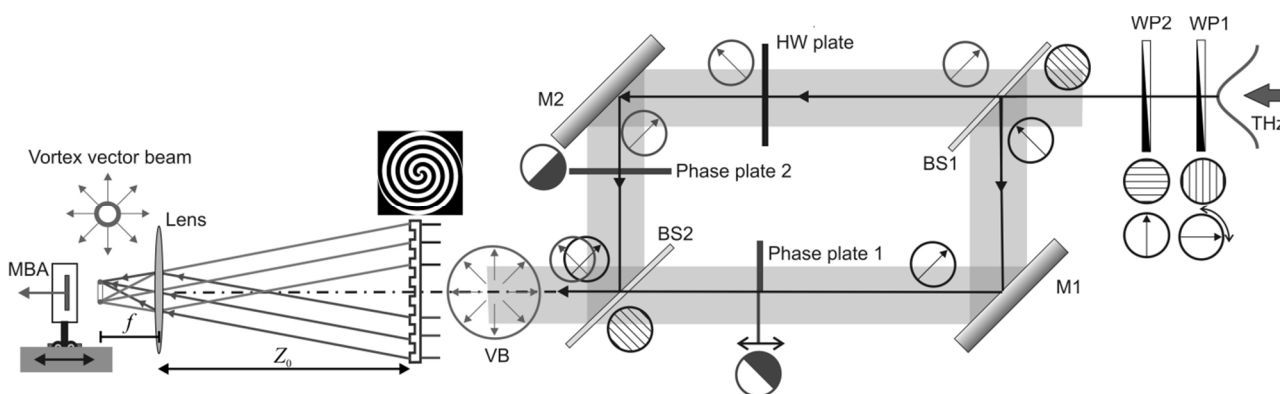


Рис. 5. Оптическая система на основе модифицированного интерферометра Маха-Цендера, позволяющая формировать векторные пучки, векторные закрученные пучки и «идеальные» закрученные пучки терагерцового диапазона. Направление электрического вектора излучения в разных частях системы показано стрелками в кружках; штриховками в кружках показывают направление сетки проволочных и фотолитографических поляризаторов; остальные обозначения см. в тексте

Его основой является модифицированный интерферометр Маха-Цендера. Интенсивность мощного линейно поляризованного гауссова пучка НЛСЭ регулируется при входе на рабочую станцию проволочным поляризатором WP1. Второй проволочный поляризатор WP2 обеспечивает вертикальную линейную поляризацию пучка на входе в интерферометр. В качестве светоделителей BS1 и BS2 используются фотолитографические поляризаторы, скрещенные между собой, плоскости поляризации которых, как показано на рисунке, ориентированы под углом 45° по отношению к входящему пучку.

С помощью данного интерферометра можно из гауссова пучка сформировать векторные пучки двух видов. Для этого в каждое плечо интерферометра вставляются скрещенные между собой фазовые пластинки Phase plate 1 и Phase plate 2, фазовый рельеф которых показан на рис. 6, а. Эти пластинки формируют эрмит-гауссовы пучки, которые могут быть поляризованы двумя способами, показанными на рис. 7. Переход от одного поляризационного состояния к другому происходит при повороте пластинок в каждом плече интерферометра на 90° . Для того чтобы на выходе интерферометра эрмит-гауссовы пучки были скрещены в случае использования поляризаторов в качестве светоделителей, как показано на рис. 5, нужно дополнительно ввести в одно из плеч полуволновую пластинку (HW plate). Поскольку мы не располагали такой пластинкой, в экспериментах вместо второго поляризатора в качестве светоделителя была использована тонкая полипропиленовая плёнка, что несколько снижало дифракционную эффективность системы, но позволило провести эксперименты.

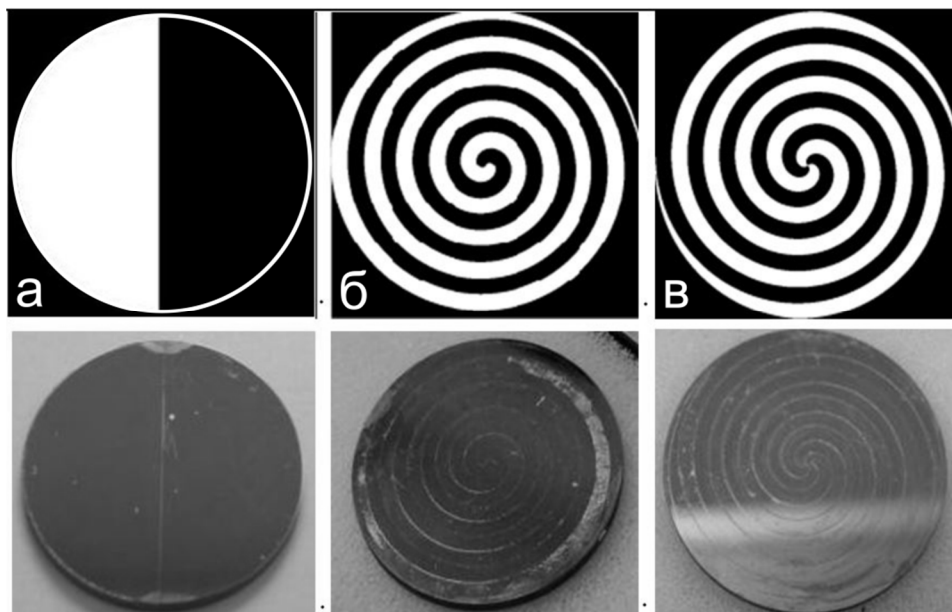


Рис. 6. (а) Фазовая пластинка для формирования эрмит-гауссова пучка (EG), (б, в) спиральные бинарные фазовые аксиконы из кремния, формирующие бесселевы пучки первого (B1) и второго (B2) порядков. Верхний ряд – фазовый рельеф; нижний ряд – фотографии элементов

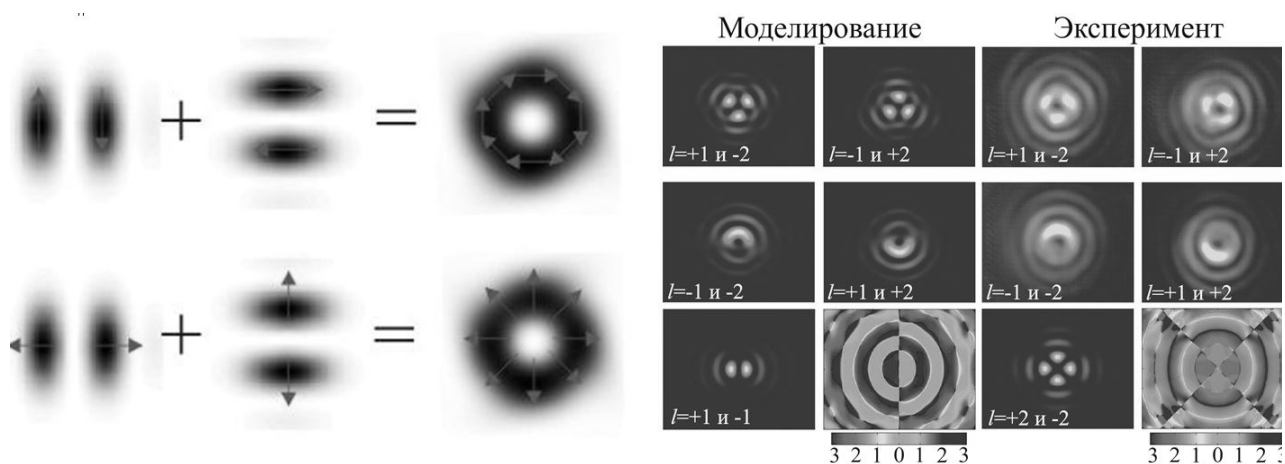


Рис. 7. Слева: два способа генерации векторных пучков с помощью фазовых пластинок, показанных на рис. 6а (интерференция пучков ЭГ (1,0) и ЭГ (0,1)):

вверху – формирование пучка с круговой поляризацией; внизу – с радиальной поляризацией. Максимумы интенсивности показаны черным цветом. Стрелки соответствуют направлению поляризации. Справа: результаты моделирования и экспериментов по генерации комбинированных бesselевых пучков; топологические заряды исходных пучков обозначены символом l

В эксперименте были получены кольцевые пучки с радиальной поляризацией, которые, проходя затем через спиральные фазовые аксиконы, формировали закрученные бesselевы пучки, и, будучи сфокусированы дополнительной линзой, трансформировались в кольцевые «идеальные» закрученные пучки [13], сохранявшие топологический заряд исходного бesselева пучка. Радиусы колец «идеальных» пучков одинаковы при любых топологических зарядах, что оптимально для возбуждения комбинации закрученных поверхностных плазмонов на цилиндрических проводниках методом дифракции на торце проволоки.

Этот интерферометр был также использован для исследования формирования комбинированных закрученных пучков, которые, как говорилось выше, интересны с точки зрения создания мультиплексных коммуникационных систем [14]. Для этого в плечи интерферометра, вместо ранее установленных ДОЭ, помещались спиральные фазовые аксиконы (рис. 6, б, в). Сформированные ими бesselевы пучки разных порядков совмещались на выходе интерферометра. Интерференционная картина записывалась с помощью матричного микроболометрического приемника. На рис. 7 (справа) показаны вычисленные в рамках скалярной теории дифракции интерференционные картины вместе с картинами, зарегистрированными экспериментально. Как видно, результаты хорошо согласуются друг с другом.

Совместив обе описанные выше оптические схемы, мы можем получить комбинации «идеальных» закрученных пучков с радиальной поляризацией и попытаться использовать их для генерации комбинированных закрученных плазмонов на цилиндрических проводниках. В этом случае мы должны получить

пучки, электрическое поле которых в фокальной плоскости линзы описывается выражением:

$$E(z' = f; r', \varphi) = E_0 \frac{1}{\kappa} \delta\left(\kappa - \frac{\kappa r'}{f}\right) \exp\{i[k_z z + (l_1 + l_2)\varphi]\}, \quad (2)$$

Отсюда следует, что оптическая система, показанная на рис. 5, представляет интерес как для формирования комбинированных закрученных пучков в свободном пространстве, так и для генерации комбинации закрученных плазмонов.

Генерация регулярной «решетки» закрученных пучков

Еще одним оригинальным экспериментом в области классической оптики, выполнить который впервые позволила большая мощность НЛСЭ, явились демонстрация нового эффекта, обнаруженного при исследовании дифракции бесселевых пучков разных порядков на двумерных амплитудных решётках круглых отверстий [15]. Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 8.

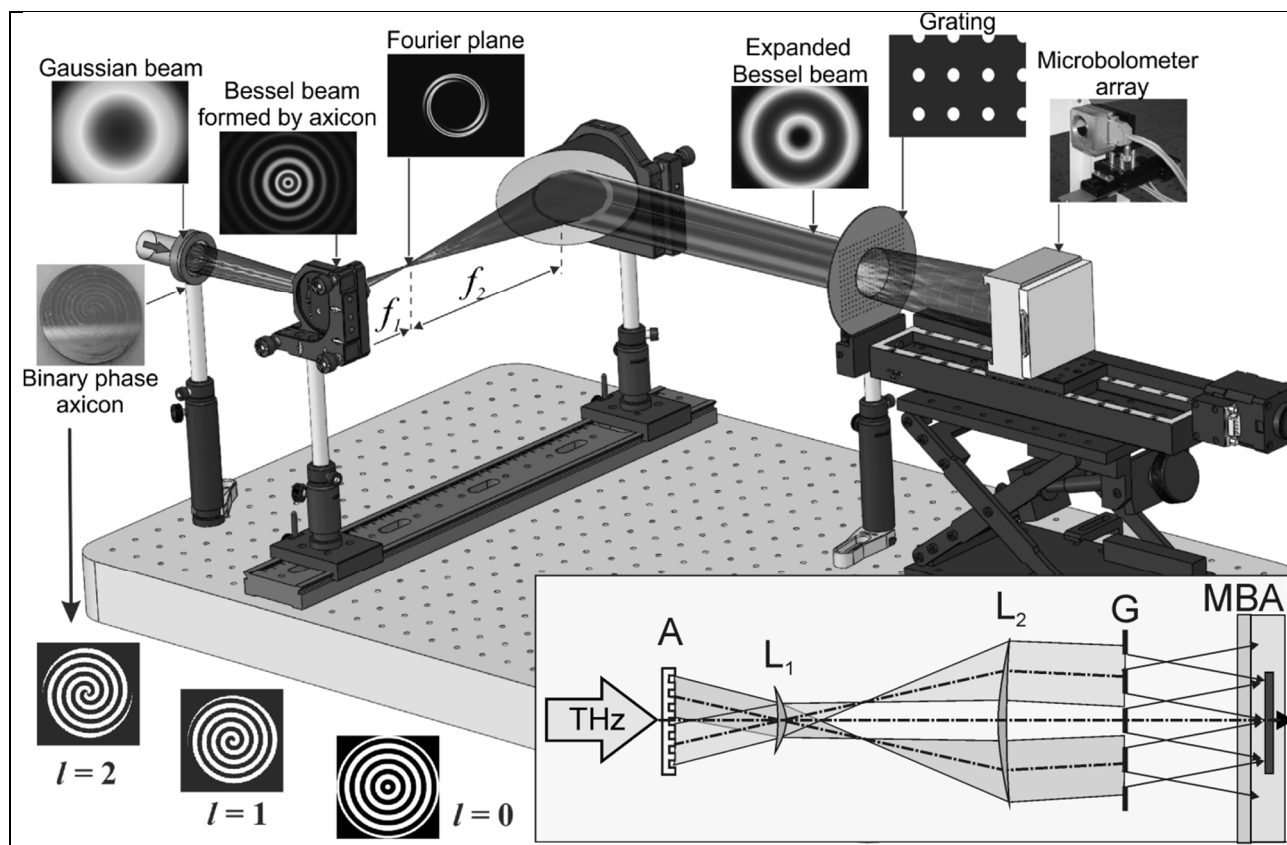


Рис. 8. Экспериментальная установка для исследования дифракции бесселевых пучков на амплитудных решетках. Вставка: Эквивалентная оптическая схема.

Спиральный фазовый бинарный аксикон А преобразует гауссов пучок в бесселев пучок, который расширяется телескопической системой L1 и L2 и освещает амплитудную решетку G. Дифракционное поле регистрируется матрицей микроболметров MBA с числом элементов 320×240 пикселей (физический размер – $16,32 \times 12,24 \text{ мм}^2$)

Хорошо известно, что при освещении периодических решеток электромагнитной волной с плоским волновым фронтом позади решетки в регулярно расположенных «плоскостях Тальбота»

$$L_T = \frac{2p^2}{\lambda} \left(N - 1 + \frac{n}{m} \right) = Z_T \cdot \left(N - 1 + \frac{n}{m} \right), \quad (3)$$

где p - период решётки, а N и $n < m$ - целые, при $n = 0$ наблюдается самовоспроизведение изображения решетки («главные плоскости Тальбота»), а в промежуточных плоскостях ($n \neq 0$) – изображения высших пространственных порядков той же решётки. Этот эффект (эффект Тальбота) широко используется в самых разнообразных приложениях в различных спектральных диапазонах от рентгеновской области до радиочастот.

Мы впервые исследовали этот эффект, осветив решетку бесселевыми пучками с помощью аксиконов, описанных в предыдущих параграфах. Оказалось, что в этом случае в плоскостях Тальбота наблюдаются не изображения самих отверстий, а закрученные пучки в форме одиночных колец, имеющие топологический заряд, идентичный топологическому заряду падающего пучка. Закономерности, описывающие эти кольца, оказались гораздо сложнее, чем для классического эффекта Тальбота. Нами было получено аналитическое выражение, описывающее электромагнитное поле позади решетки

$$\begin{aligned} E(\mathbf{x}, j, \beta) = & \pi R^2 e^{-ik^2(j+\beta)z_T/2k+ikz} \times \\ & \times \sum_{m'n'} \iint \frac{d^2 k'_\perp}{(2\pi)^2} i^{-l} e^{il\phi'_k} \frac{2\pi}{\kappa} \delta(k'_\perp - \kappa) e^{i\vec{k}'_\perp \cdot \vec{x}} \times \\ & \times \sum_{s=0}^{v-1} \sum_{t=0}^{v-1} a_{st} \cdot \delta\left(\vec{x} - \vec{p}_{m'n'} - \vec{p}_{st} / v - \vec{k}'_\perp (j + u/v) z_T / k\right) \end{aligned} \quad (3)$$

где $\mathbf{x} = \{x, y\}$, $\mathbf{p}_{mn} = \{mp, np\}$, R - радиус отверстия, k - волновое число, l - орбитальный угловой момент и κ - радиальное волновое число.

Отсюда видно, что изображения имеют форму колец с центром в точках $\mathbf{x} = \mathbf{p}_{mn}$ и радиусами $\rho_{juv} = \kappa \frac{p^2}{\pi} \left(j + \frac{u}{v} \right)$. Диаметры колец возрастают при увеличении чисел j , что приводит к коллапсу регулярной системы колец.

Для анализа и сопровождения экспериментов была написана программа в среде Matlab с простым в использовании интерфейсом для моделирования прохождения излучения через оптические системы, состоящие из последовательности амплитудно-фазовых элементов. Расчеты проводились в рамках скалярной теории дифракции. Программное обеспечение рассчитывает интеграл Рэлея-Зоммерфельда в приближении Френеля, используя комбинацию метода импуль-

сного отклика и метода передаточной функции, что обеспечивает корректность решения во всей области дифракции Френеля.

На рис. 9 приведены изображения, наблюдаемые позади решеток с периодами от 1 до 6 мм в главных и дробных плоскостях Тальбота, вместе с численно рассчитанными изображениями. В приведенной ниже рисунка встроеной таблице сопоставлены радиусы кольцевых пучков, полученных из аналитической теории, численных расчетов и измеренные экспериментально. Видно, что все результаты хорошо согласуются между собой. Хотя дифракционная картина не воспроизводит точно изображений решетки, тот факт, что периодическая система колец наблюдается на классических расстояниях Тальбота, позволяет классифицировать наблюдаемое явление как новое направление в дифракционной теории. Оптимизируя параметры решеток и пучков Бесселя, в параксиальной области можно получить набор кольцевых пучков с заданным топологическим зарядом, которые можно использовать для создания периодически расположенных оптических ловушек или для передачи механического момента последовательности микротурбин, например, в микрофлюидных системах. Другим возможным применением явления может быть возбуждение вихревых поверхностных плазмон-поляритонов упомянутым в предыдущих разделах методом дифракции на торцах периодически расположенных цилиндрических проводников.

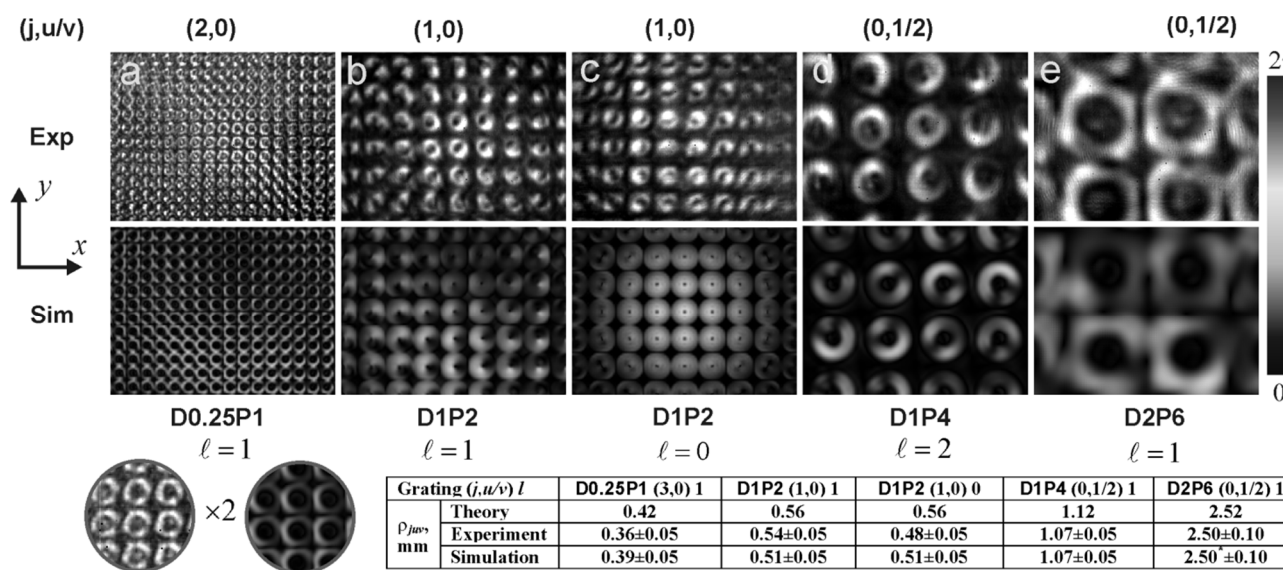
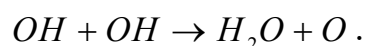
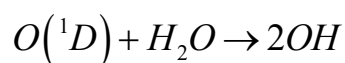
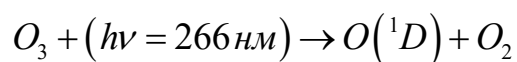


Рис. 9. Примеры дифракционных картин, полученные экспериментально и численно для пучков Бесселя нулевого, первого и второго порядков.

Результаты получены при длине волны $\lambda = 141$ мкм. Размер кадров составляет $16,32 \times 12,24$ мм². обозначение $DxDy$ обозначает решётку с диаметром отверстия x и периодом y . Круглые вставки показывают увеличенные области в центрах кадра (a)

Наблюдение сигналов свободной индукции ОН радикалов в терагерцовом диапазоне

Гидроксильный радикал ОН является основным окислителем в процессах горения и химии атмосферы. Вращательный спектр ОН сравнительно прост – в терагерцовом диапазоне имеется менее 10 линий поглощения, соответствующих переходам между нижними вращательными состояниями радикала. Сигнал спада свободной индукции (ССИ) наблюдался на линии поглощения ОН при $83,8 \text{ см}^{-1}$, что соответствует переходу с самого низкого вращательного состояния ОН. Гидроксильные радикалы были получены в следующей последовательности химических реакций:



Концентрация ОН радикалов была $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, время жизни $\sim 300 \dots 700 \text{ мкс}$.

Импульс УФ-лазера (266 нм) был синхронизирован с импульсами ЛСЭ. Форма импульса ЛСЭ с сигналом ССИ после оптической ячейки регистрировалась сверхбыстрым диодным детектором Шотки и осциллографом на частоте 30 ГГц. На рис. 10 показан первый экспериментально наблюдаемый сигнал ССИ гидроксильного радикала, накопленный через 500 мкс после УФ-импульса. Момент $t = 0$ соответствует входному импульсу ЛСЭ. Сигнал от лазерного импульса накапливался отдельно, в отсутствие радикалов, и вычитался из рабочего сигнала.

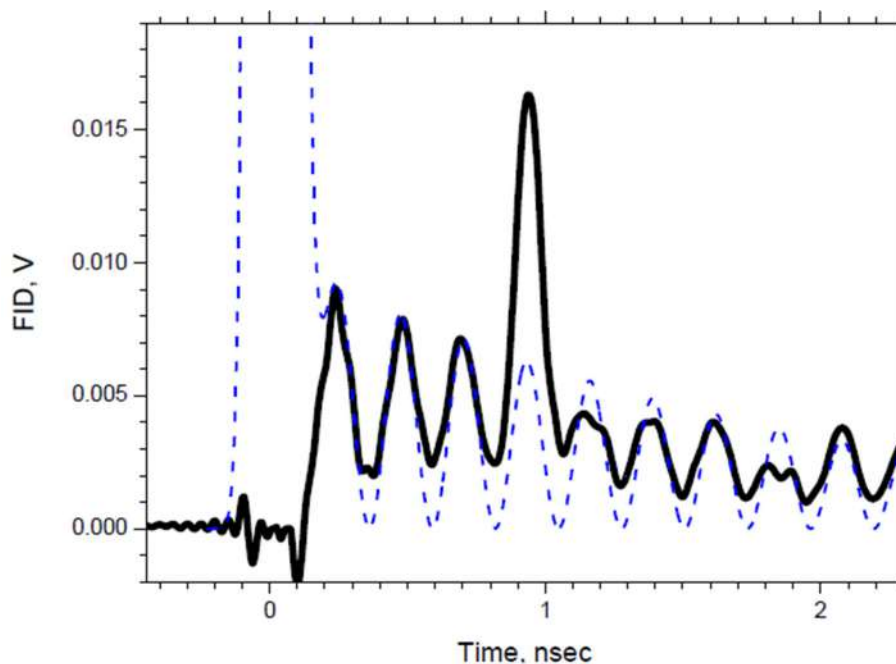


Рис. 10. Экспериментально наблюдаемый сигнал ССИ ОН радикала. Возбуждающий лазерный импульс накапливался отдельно и вычитался из фона. Пунктирная линия – численное моделирование ССИ

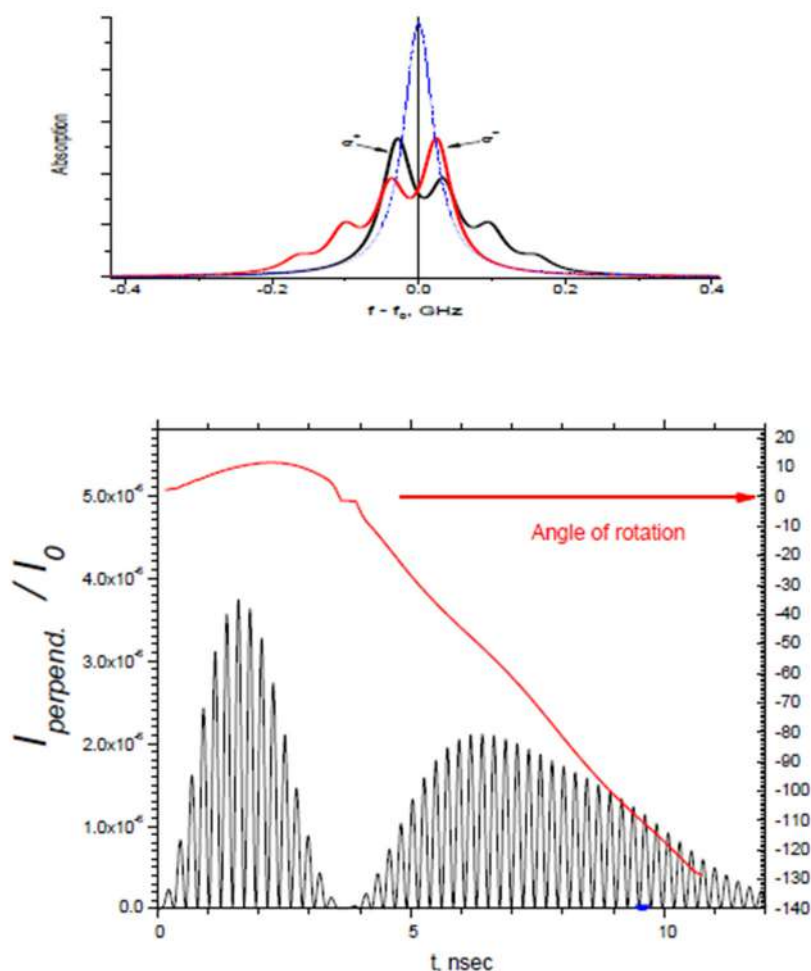


Рис. 11. Влияние магнитного поля 100 Гс на спектр ОН (верхний график) и на сигнал ССИ. Плавная линия показывает угол поворота плоскости поляризации ССИ в зависимости от времени

Линия поглощения ОН радикала представляет собой Λ -дублет с расщеплением 4,3 ГГц. Ширина спектра ЛСЭ превышает это расщепление, поэтому лазер одновременно возбуждает обе компоненты дублета. Сигнал ССИ содержит характерные биения с периодом 0,23 нс. Изменяя задержку между УФ-импульсом и моментом измерений, мы можем наблюдать рост концентрации ОН, а при больших задержках – снижение концентрации ОН. В течение жизни радикала ОН через ячейку проходит много импульсов ЛСЭ, каждый из которых инициирует сигнал ССИ. Мы могли регистрировать последовательность из 10 импульсов, получая, таким образом, отдельные кадры, фиксирующие рождение и гибель радикалов.

Влияние магнитного поля на сигнал ССИ было исследовано путем численного моделирования. Продольное магнитное поле приводит к вращению плоскости поляризации сигнала. Угол поворота зависит от времени после импульса ЛСЭ. Был предсказан эффект немонотонного вращения поляризации - через некоторое время после импульса направление вращения меняется.

Терагерцовая плазмоника на НЛСЭ

Плазмоны - это коллективные колебания плотности свободного электронного газа. Плазмон, связанный с фотоном, образует еще одну квазичастицу, называемую плазмон-поляритоном. Плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела «металл-диэлектрик», называются поверхностными плазмон-поляритонами (ППП). Они представляют собой экспоненциально затухающую p -поляризованную электромагнитную волну, связанную с волной плотности свободных зарядов на поверхности (полу) проводника. Область оптики, изучающая поверхностные плазмоны, часто описывается как плазмоника, по аналогии с электроникой. «ППП – это наиболее известный метод ограничения и направления электромагнитного излучения в минимально возможном объеме».

Согласно модели Друде для диэлектрической проницаемости металлов, длина распространения растет пропорционально квадрату длины волны $L \sim \lambda^2$ (λ - длина волны излучения). Однако, уже первые эксперименты с плазмонами, возбуждаемыми терагерцовыми газовыми лазерами, выявили большое расхождение между расчетными и измеренными значениями L . В экспериментах ТГц ППП пробегали расстояния на порядок или даже на два порядка меньше, чем было предсказано теорией: от нескольких до десятков сантиметров. Как выяснилось позже, основной причиной этому была не только разница между диэлектрической проницаемостью поверхности металла и его объемным значением, но и значительные радиационные потери, возникающие при рассеянии плазмонов на поверхностных неоднородностях. Для уменьшения потерь было предложено покрыть поверхность тонким (около $\lambda / 100$) диэлектрическим слоем, смещающим таким образом дисперсионную кривую от световой линии и тем самым делающим менее вероятным процесс «объемного излучения плазмонов».

На НЛСЭ ведутся интенсивные исследования плазмонов в терагерцовом диапазоне. Было экспериментально обнаружено, что в ТГц диапазоне весьма эффективным методом генерации ППП является метод дифракции на краю (end-fire coupling). При этом можно «укрыться» от паразитной объемной волны, возбуждая плазмоны на выпуклых цилиндрических сегментах. Это позволяет тщательно измерить распределение поля вдоль трека ППП, изучить их дифракцию на прямоугольной кромке образца, обнаружить объемные волны, исследовать явно процесс прохождения ППП от одной подложки к другой через воздушные зазоры. Было обнаружено также, что плазмоны могут отражаться плоскими зеркалами и разделяться плоскими разделителями пучка [18, 19]. На основе этих достижений было разработано и испытано устройство для измерения длины распространения терагерцовых плазмонов, в котором закреплены входной и выходной элементы, а длина трека плазмона легко меняется перемещением уголкового зеркала. Это позволяет пользователям проводить измерения с высоким отношением сигнал-шум.

Относительно недавно был открыт еще один способ управления величиной ω_p , а, следовательно, и величиной ω_{SPP} , заключающийся в создании периодических структур (отверстий, углублений или объектов) субволновых размеров

на поверхности металла [21]. Такие плазмоны были названы "spoof" поверхностными плазмонами. Данный метод позволяет увеличивать связь терагерцовых плазмонов не только на металлах, но и на графене и на сверхпроводниках. В экспериментах на НЛСЭ ведутся также исследования локализованных плазмонов, которые представляют интерес как различные сенсоры.

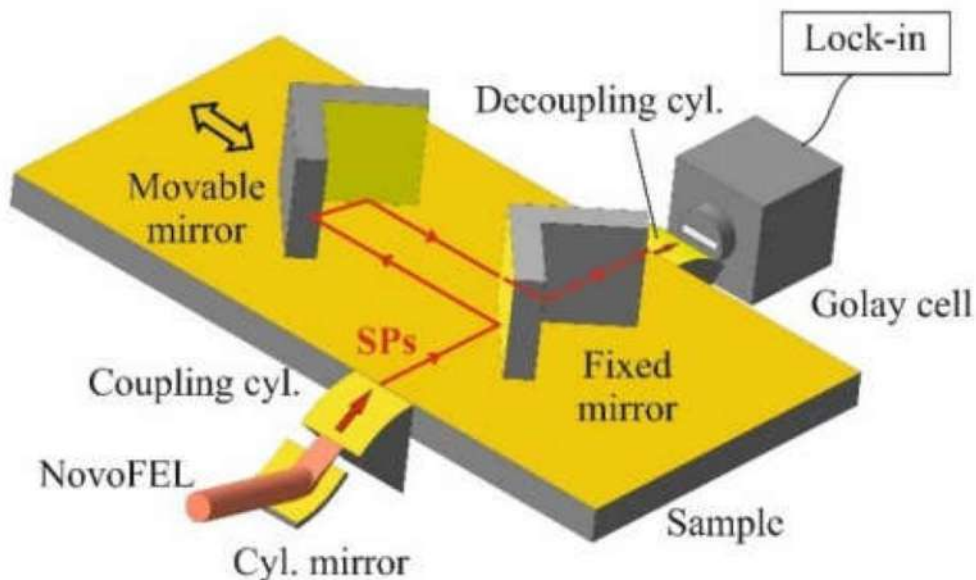


Рис. 12. Устройство с фиксированными элементами для генерации плазмонов и измерения длины их распространения

Опыт работы в терагерцовом диапазоне дает основания выделить следующие перспективные направления развития ТГц плазмоники:

1) плазмонные каналы связи на основе металлодиэлектрических структур (проводов) прямого или круглого сечения. Преимущества этого способа передачи информации заключаются в следующем: во-первых, скорость ТГц СПП является максимально возможной (она почти равна скорости света); и, во-вторых, это приводит к чрезвычайно низкой дисперсии групповой скорости, что позволяет передавать импульсы без искажений;

2) разработка ППП-интерферометров, позволяющих создавать поверхностные плазмонные фурье-спектрометры ТГц-диапазона;

3) интенсивное изучение spoof поверхностных плазмонов (особенно на графене) и их взаимодействия с объемным ТГц излучением;

4) генерация плазмонов на полупроводниковых поверхностях излучением с $\omega \approx \omega_p$, концентрируя свет в пределах поверхности и, таким образом, прокладывая путь к терагерцовой микроскопии сверхвысокого разрешения.

5) Исследование «локализованных» ППП (ЛППП) на полупроводниковых микронных частицах, которые, в отличие от металлических, являются проницаемыми для ТГц-излучения. Возбуждая ЛППП, можно концентрировать энергию излучения в очень ограниченном пространстве.

Релаксация кулоновских состояний в полупроводниках

Типичные полупроводники, такие как кремний и германий с введенными в них донорами и акцепторами, интенсивно изучаются с 1950-х годов. Главной причиной послужила важность легированных полупроводников в производстве различных электронных устройств, основанных на свойствах p - n перехода или Шоттки-перехода. Новый интерес к кулоновским центрам в полупроводниках возник из нескольких новых направлений, включая одноатомную электронику, квантовую логику и генерацию лазерного излучения на основе примесных центров. Для использования кулоновских центров в рамках любого из этих направлений необходимо знать такие свойства связанного электрона, как энергетический спектр и скорость релаксации.

В последние два десятилетия появление новых пользовательских установок на основе терагерцовых лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), излучающих мощные короткие ТГц-импульсы, открыло уникальную возможность для изучения примесных центров в полупроводниках при резонансном возбуждении выбранных энергетических уровней с использованием одноцветного метода «накачка-зондирования» [21, 22], в частности, для измерения времени жизни различных доноров и акцепторов в кремнии. Совсем недавно подобные эксперименты были проведены для изучения примесей в германии. Здесь мы выполним краткий обзор экспериментов накачка-зондирования, посвященных измерению времени жизни возбужденных донорных состояний в кремнии и германии при одноосном напряжении кристалла.

Как известно, релаксация электронов мелких доноров в полупроводниках при низких температурах происходит путем излучения акустических или оптических фононов. Элементарные полупроводники, такие как кремний и германий, имеют многодолинную структуру зоны проводимости, которая вместе с соответствующими энергетическими промежутками между состояниями кулоновских центров допускает процессы междолинного рассеяния электронов. В кремнии они сопровождаются излучением оптических или акустических фононов f -типа или g -типа. Первый соответствует, например, переходу $[100] - [010]$, при этом последний $[100] - [-100]$ переход происходит в обратном пространстве.

Напряжение, приложенное вдоль оси кристалла $[100]$, устраняет вырождение, приводящее к расщеплению долин и соответствующих энергетических уровней. Таким образом, одноосное напряжение может изменять скорость релаксации, если изменяется энергетический зазор. На рис. 13 в качестве примера показана энергетическая диаграмма донора фосфора в кремнии при напряжении. Возбужденные состояния движутся параллельно своим «родительским» долинам, в то время как синглетное основное состояние $1s(A_1)$, содержащее равные вклады от шести долин при нулевом напряжении, движется нелинейно, теряя вклад верхних долин.

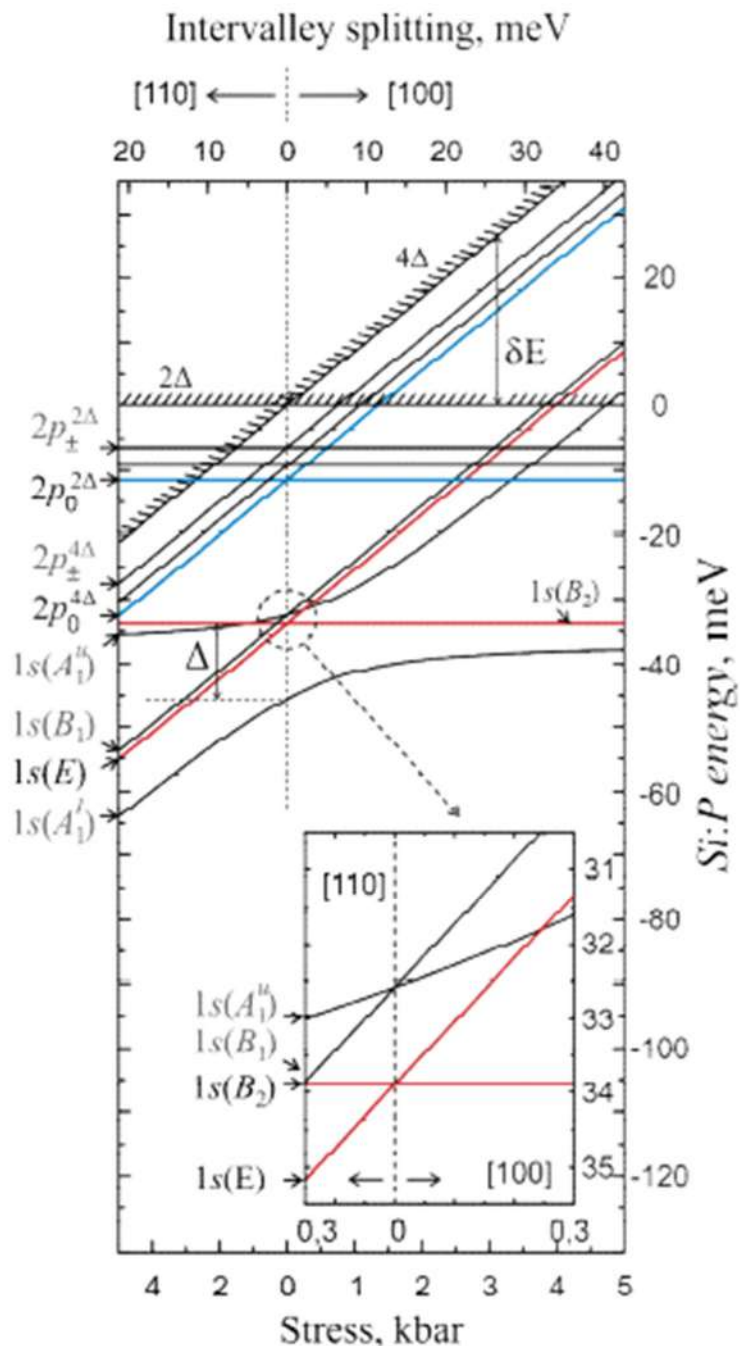


Рис. 13. Энергетическая диаграмма донора фосфора в кремнии в зависимости от одноосного напряжения вдоль кристаллографической ориентации $[110]$ (слева) или $[100]$ (справа). Показаны только низшие возбужденные состояния и основные состояния, а также положение долин зон проводимости 2Δ и 4Δ

Для эксперимента были взяты кристаллы кремния и германия, легированные различными донорами. Образцы кремния были разрезаны вдоль оси $[100]$, а образцы германия - вдоль оси $[111]$. Эти направления были выбраны для обеспечения максимального расщепления долины при заданном значении напряжения.

Типичные концентрации доноров находились в диапазоне $N_D = 1 - 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Образцы были сформированы в виде параллелепипедов с размерами $7 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$. Каждый образец помещался в специальное устройство, предназначенное для приложения одноосного напряжения. Устройство, содержащее один образец и индивидуальное значение напряжений, устанавливали в оптический проточный гелиевый криостат и охлаждали примерно до 5 К. Полученное значение напряжений в каждом устройстве оценивали по расщеплению донорных уровней, измеренных методом абсорбционной спектроскопии.

Время релаксации отдельных электронных состояний было измерено методом «накачка-зондирование» с временным разрешением. Он заключался в частотно-селективном возбуждении исследуемого образца импульсом терагерцового излучения, энергия возбуждающего фотона которого соответствовала энергии перехода между зондируемыми электронными состояниями. Для измерения характерного времени затухания τ длительность импульса оптического возбуждения должна быть значительно меньше τ , а временная задержка между импульсами накачки и зондирования должна быть значительно больше τ . Большой набор данных был получен с помощью систем «накачка-зондирование» на нескольких лазерах на свободных электронах: FELIX (Нидерланды), FELBE (Германия) и НЛСЭ (Россия). Спектральная ширина излучения ЛСЭ по полуширине (FWHM) была во всех случаях меньше 1% от длины волны ЛСЭ. Типичная длительность микроимпульса составляла около 10 пс для FELIX и FELBE и 100 пс для НЛСЭ.

На рис. 14 показаны сигналы «pump-probe», полученные для $Si : P$, нагруженного вдоль $[100]$ при накачке в нижнюю компоненту напряженного уровня $2p_0$ для двух значений одноосного напряжения 80 и 650 бар. Из рисунка ясно видно, что более высокие значения напряжения приводят к увеличению времени жизни, что указывает на подавление эмиссии фононов f -типа. Аналогичные результаты были получены для других доноров в кремнии, таких как висмут и мышьяк. Было получено, что типичные времена жизни для доноров в германии намного больше (0,5–3) нс, чем для акцепторов в германии (150–250) пс, а также доноров (100–200) пс и акцепторов (30–100) пс в кремнии. Напряжение, приложенное вдоль оси $[111]$ для $Ge : Sb$, приводит к увеличению времени жизни на уровне $2p_{\pm}$ с 1,8 нс до примерно 3,2 нс, что можно объяснить «отключением» междолинной релаксации.

Многолетний опыт исследования времен релаксации возбужденных уровней в полупроводниках на рабочей станции «накачка-зондирование» Новосибирского лазера на свободных электронах продемонстрировал, что эта станция является важной составляющей для международной коллаборации, ведущей подобные исследования. Характеристики излучения и параметры станции хорошо дополняют возможности, имеющиеся на европейских лазерах на свободных электронах, а по ряду параметров их превосходят.

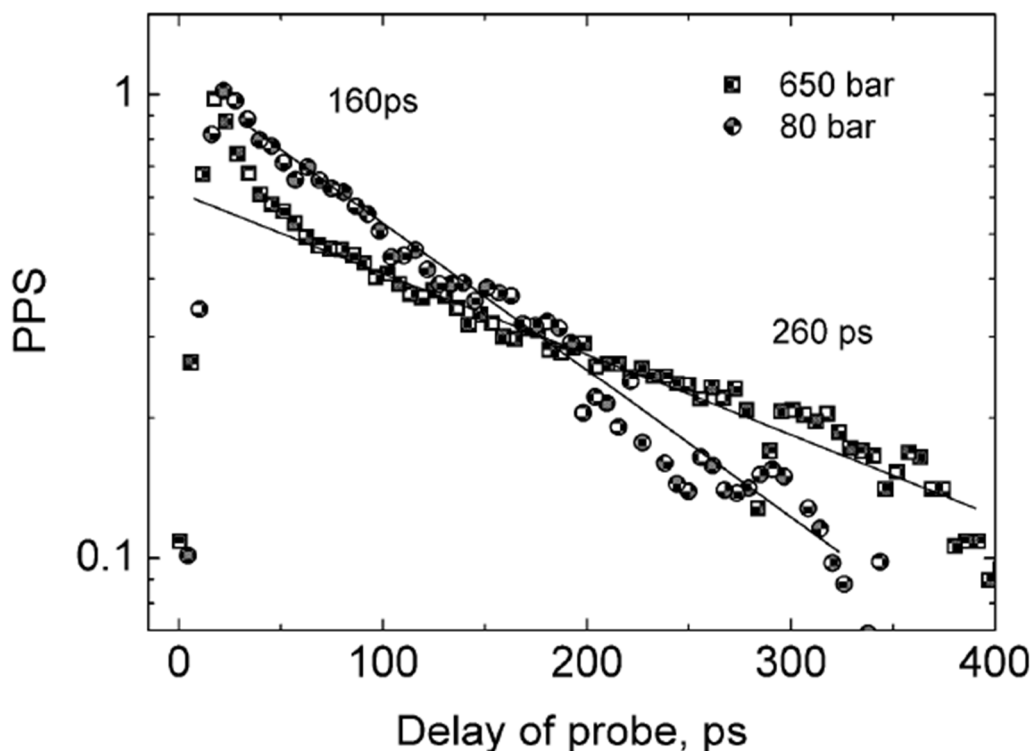


Рис. 14. Сигнал накачка-зондирование для $Si:P$ при двух значениях одноосного напряжения (80 бар и 650 бар) вдоль $[100]$

Заключение

Результаты экспериментов последних лет в области фотоники и спектроскопии, выполненных на рабочих станциях Новосибирского лазера на свободных электронах, продемонстрировали широкие возможности, имеющиеся для экспериментаторов, работающих в области терагерцового излучения. Уникальные параметры лазера позволили поставить ряд экспериментов, для выполнения которых не существует других установок в России, а иногда и в мире. Центр коллективного пользования «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения», предоставляя уникальное экспериментальное оборудование работающим в нем группам внутренних и внешних пользователей, содействует выполнению работ мирового уровня.

Благодарности

Авторы обзора благодарят команду НЛСЭ, обеспечивающую функционирование лазера и рабочих станций, а также многочисленных пользователей НЛСЭ за их интеллектуальный вклад в развитие экспериментальных методик и постоянное сотрудничество. Обзор экспериментов в части, связанной с формированием векторных закрученных пучков и генерацией поверхностных плазмон-поляритонов с орбитальным угловым моментом, был выполнен при поддержке гранта РФФ 19-12-00103.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. G.N. Kulipanov, E.G. Bagryanskaya, E.N. Chesnokov, Yu.Yu. Choporova, V.V. Gerasimov, Ya.V. Getmanov, S.L. Kiselev, B.A. Knyazev, V.V. Kubarev, S.E. Peltek, V.M. Popik, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, S.S. Serebriakov, O.A. Shevchenko, A.N. Skrinsky, S.L. Veber, and N.A. Vinokurov. Novosibirsk free electron laser as a user facility // *IEEE Trans. on THz Sci. Techn.* – 2015. – V. 5, №5. – P. 798–809.
2. Choporova Yu. Yu. et al. Classical Holography in the Terahertz Range: Recording and Reconstruction Techniques // *IEEE Trans. on THz Sci. Techn.* - 2015. - V. 5 (5). - P. 836–844.
3. Kubarev V. V. Instabilities, coherency, and spectra of the NovoFEL radiation // *EPJ Web of Conf.* – 2017. – V. 149. – P. 05007.
4. Kubarev V. V., Getmanov Ya. V., Shevchenko O. A., Koshlyakov P. V. Threshold conditions for terahertz laser discharge in atmospheric gases // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* – 2017. – V 38, №6. – P. 787–798.
5. Nikitin, P. A. et al. Deflection of terahertz vortex beam in nonpolar liquids by means of acousto-optics // *Phys. Procedia* – 2016. – V. 84. – P. 146–151.
6. Kozlov A. S. et al. Formation of Nanosized Metal Hydrosols under the Influence of Novosibirsk Terahertz free Electron Laser Radiation // *Phys. Procedia.* – 2016. – V. 84. – P. 131–134.
7. Агафонов А.Н., Власенко М.Г., Володкин Б.О., Герасимов В.В., Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Павельев В.С., Пальчикова И.Г., Соيفер В.А., Ступак М.Ф., Тукмаков К.Н., Цыганкова Е.В., Чопорова Ю.Ю. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / *Автоматрия.* - 2013. – Т. 49, № 2. – С. 98–105.
8. Князев Б. А., Сербо В. Г. Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса – новые результаты. // *Успехи физических наук.* – 2018. – Т. 188, №5. – С. 508–539.
9. Choporova Yu. Yu., Knyazev B. A., Kulipanov G. N, Pavelyev V. S., Vinokurov N. A., Volodkin B. O., Zabin V. N. High-power Bessel beams with orbital angular momentum in the terahertz range. // *Phys. Rev. A.* – 2017. – V. 96. – P. 023846.
10. Taras V. Kononenko, Boris A. Knyazev, Dmitry N. Sovyk, Vladimir S. Pavelyev, Maxim S. Komlenok, Gennadii A. Komandin, Vitaly I. Konov, Silicon kinoform cylindrical lens with low surface roughness for high-power terahertz radiation, *Optics and Laser Technology* 123 (2020) 105953.
11. Agafonov, A.N., Knyazev, B.A., Pavel'ev, V.S., Akhmetova, E.I., Platonov, V.I., Elements of the Terahertz Power Reflective Optics with Free-Form Surfaces, (2019) *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 55 (2), pp. 148–153.
12. Князев, Б. А. Камешков О. Е., Никитин А. К., Павельев В. С., Ю.Ю. Чопорова. Возможность генерации терагерцовых и инфракрасных поверхностных плазмон-поляритонов с орбитальным угловым моментом на цилиндрических проводниках с помощью дифракционных оптических элементов // *Компьютерная оптика.* – 2019. – Т. 43, № 6. – С. 992–1000.
13. Ostrovsky A. S. Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator / A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, V. Arrizón // *Optics Letters.* – 2013. – V. 38, № 4. – P. 534–536.
14. N. D. Osintseva, Yu. Yu. Choporova, O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev, V. S. Pavelyev. Vector and mixed beams with orbital angular momentum. // *EPJ Web of Conferences.* – 2018. – V. 195. – P. 07005.
15. Kotelnikov I. A, Kameshkov O. E, Knyazev B. A. Diffraction of bessel beams on 2D amplitude gratings – a new branch in the talbot effect study. // *Journal of Optics.* – 2020. – V. 22, № 6. – P. 065603.
16. Chesnokov E. N., Kubarev V. V., Koshlyakov P. V., Kulipanov G. N. Direct observation of the terahertz optical free induction decay of molecular rotation absorption lines in the sub-nanosecond time scale // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V.101. – P. 131109.

17. Chesnokov E. N., Kubarev V. V., Koshlyakov P. V., Chichinin A. I., Getmanov Ya. V., Shevchenko O. A. The influence of magnetic field on the echo-like free induction decay in NO₂ // Chemical Physics Letters. – 2016. – V. 662. – P. 62–66.

18. Gerasimov, V. V., Knyazev, B. A., Lemzyakov, A. G., Nikitin, A. K., Zhizhin, G. N. Growth of THz surface plasmon propagation length due to thin-layer dielectric coating // JOSA (B). – 2016. – V. 33, № 11. – P. 2196–2203.

19. Nikitin A. K., Gerasimov V. V., Lemzyakov A. G., Knyazev B. A., Azarov I. A. Over-the-horizon terahertz surface plasmon locator // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2020. – V. 41, № 2. – P. 194–201.

20. Pendry J. B., Martín-Moreno L., García-Vidal F. J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces // Science. – 2004. – V. 305, № 5685. – P. 847–848.

21. Hübers H.-W., Pavlov S. G., Lynch S. A., Greenland Th., Litvinenko K. L., Murrin B., Redlich B., Van der Meer A. F. G., Riemann H., Brosimov N. V., Becker P., Pohl H.-J., Zhukavin R. Kh., Shastin V. N. Isotope effect on the lifetime of the 2p₀ state in phosphorus-doped silicon // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 88, № 3. – P. 035201.

22 Choporova Yu. Yu., Gerasimov V. V., Knyazev B. A., Sergeev S. M., Shevchenko O. A., Zhukavin R. Kh., Abrosimov N. V., Kovalevsky K. A., Ovchar V. K., Hübers H.-W., Kulipanov G. N., Shastin V. N., Schneider H., Vinokurov N. A. First terahertz-range experiments on pump–probe setup at Novosibirsk free electron laser // Physics Procedia. – 2016. – V. 84. – P. 152–156.

© Б. А. Князев, Н. А. Винокуров, В. В. Герасимов, Я. В. Гетман,
Я. И. Горбачев, Р. Х. Жукавин, О. Э. Камешков, В. В. Кубарев,
Г. Н. Кулипанов, А. К. Никитин, Н. Д. Осинцева, В. С. Павельев,
Е. Н. Чесноков, Ю. Ю. Чопорова, О. А. Шевченко, 2020

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НОЖА ФУКО ДЛЯ АДАПТАЦИИ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОБСЕРВАТОРИИ «МИЛЛИМЕТРОН»

Пётр Сергеевич Завьялов

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, кандидат технических наук, директор, тел. (383)306-62-24, e-mail: zavyalov@tdisie.nsc.ru

Максим Сергеевич Кравченко

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, младший научный сотрудник, тел. (383)306-59-40, e-mail: max@tdisie.nsc.ru

Елена Сергеевна Жимулева

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, кандидат технических наук, научный сотрудник, тел. (383)306-59-40, e-mail: slena@tdisie.nsc.ru

В процессе развития космических телескопов происходит увеличение диаметра их рефлектора. При этом, чаще используются составные рефлекторы. Так, главное зеркало обсерватории «Миллиметрон» будет состоять из 96 элементов, каждый из которых может отклоняться от расчетного положения в процессе перехода в транспортное положение и обратно в рабочее при выводе телескопа на орбиту. В данной работе рассматривается возможность использования метода ножа Фуко для решения задачи адаптации зеркальной системы обсерватории «Миллиметрон». В работе предложена оптическая схема для решения задачи адаптации. Проведено ее моделирование в программном пакете Zemax. В процессе моделирования исследовались эффекты, возникающие при отклонении всех составных частей рефлектора по 6 степеням свободы. Продемонстрировано преимущество подхода с установкой цифровой матрицы в плоскость выходного зрачка телескопа.

Ключевые слова: нож Фуко, обсерватория «Миллиметрон», адаптация оптической системы, трассировка лучей, метод Монте-Карло.

FOUCAULT KNIFE-EDGE METHOD APPLICATION FOR ADAPTATION OF THE MILLIMETRON OBSERVATORY MIRROR SYSTEM

Peter S. Zavyalov

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russkaya St., Novosibirsk, 630058, Russia, Ph. D., Director, phone: (383)306-62-24, e-mail: zavyalov@tdisie.nsc.ru

Maxim S. Kravchenko

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russkaya St., Novosibirsk, 630058, Russia, Junior Researcher, phone: (383)306-59-40, e-mail: max@tdisie.nsc.ru

Elena S. Zhimuleva

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russkaya St., Novosibirsk, 630058, Russia, Ph. D., Researcher, phone: (383)306-59-40, e-mail: slena@tdisie.nsc.ru

In the process of space telescopes development there is an increase in the diameter of their reflector. In this case, composite reflectors are used more often. So the main mirror of the Millimetron observatory consists of 96 elements, each of which can deviate from the calculated position during the transition to the transport position and back to the working position when the telescope is put into orbit. In this paper, we consider the possibility of using Foucault knife-edge method to solve the problem of adapting the mirror system of the Millimetron observatory. An optical scheme for solving the adaptation problem is proposed. It was simulated in the Zemax software package. In the process of modeling, the effects arising from the deviation of all the components of the reflector in 6 degrees of freedom were studied. The advantage in the approach to the digital matrix in the telescope is highlighted.

Key words: Foucault knife-edge, «Millimetron» observatory, adaptation of the optical system, ray tracing, Monte-Carlo method.

Введение

В последнее время для астрономических исследований используются телескопы способные работать в условиях космического пространства, такие как «Спект-Р» [1], «Хабл» («Hubble») [2] и другие [3-5]. Сейчас в России ведется проектирование и разработка космической обсерватории «Миллиметрон» [6]. Этот телескоп предназначен для работы в диапазоне длин волн от 0,07 до 10 мм. Диаметр главного зеркала (ГЗ) составляет 10 м, что позволяет достичь углового разрешения $10^{-8} - 10^{-9}$ угловых секунд. Телескоп создается по схеме Кассегрена и имеет фокусное расстояние 70 м. ГЗ телескопа – параболическое, вторичное зеркало (ВЗ) – гиперболическое. ГЗ трансформируемое и состоит из 96 отдельных сегментов, каждый из которых будет иметь возможность адаптации по нескольким степеням свободы [7-8].

До вывода на орбиту «Миллиметрон», в том числе и ГЗ, находится в сложенном положении, необходимом для транспортировки. За время перелета, при воздействии перегрузок и вибраций, элементы зеркальной системы могут сместиться из исходного положения. Система раскрытия (перевода зеркальной системы из транспортной конфигурации в рабочее состояние) не обеспечивает точного взаимного расположения элементов зеркальной системы. Для обеспечения оптимального режима работы телескопа требуется выставить его составные части с точностью порядка 10 мкм. Актуальным является вопрос адаптации ГЗ после вывода «Миллиметрона» в космическое пространство (в точку Лагранжа L_2). Процесс адаптации необходим для возвращения элементов ГЗ в рабочее состояние, в котором обеспечивается требуемое качество изображений в рабочем диапазоне длин волн. В данной работе будет рассмотрена возможность применения метода ножа Фуко для адаптации ГЗ «Миллиметрона», предложена оптическая схема для решения этой задачи, приведены результаты моделирования в программном пакете Zemax.

Методы и материалы

Методов для контроля форм оптических поверхностей астрономических зеркал существует большое множество. В данной задаче, контактные методы

рассматриваться не будут, так как их применение в условиях космического пространства затруднено. Бесконтактные методы можно разделить по принципу работы измерительного прибора на два типа: геометрические и волновые [9].

К волновым относится интерферометрический метод контроля. [10]. Однако, в интерферометрах в качестве осветителя используют лазер. Их использование в условиях космического аппарата требует расположения сложной аппаратуры (стабилизированного лазерного источника, цифровой камеры, высокоточной оптики) вне пределов спутника и вблизи первичного фокуса ГЗ. В условиях космического пространства не существует источников, соответствующих по характеристикам лазеру. Поэтому применение интерферометра на телескопе усложнено.

К геометрическим относятся теневые методы, которые могут быть подразделены на несколько типов: метод Фуко (шлирен-метод) [11], метод щели и нити [12], метод Ронки [13]. С точки зрения удобства использования в условиях космического аппарата наибольший интерес представляет метод ножа Фуко. Он основан на введении непрозрачного экрана с острым краем в фокус пучка, отраженного от поверхности исследуемого зеркала, например сферической. Источником света служит точечный источник. При установке непрозрачного экрана в фокальной плоскости, всё изображение зеркала будет освещено равномерно, так как все лучи, отраженные зеркалом, соберутся на экране. Если в конус лучей, отраженных от зеркала, вводить нож Фуко таким образом, чтобы он перекрыл только часть изображения источника, то изображение зеркала будет частично затенено, но также по всей поверхности одновременно. Важно, что в построении каждого участка изображения источника, даже если это изображение дифракционное, участвует вся поверхность исследуемого зеркала. Именно поэтому, какую бы часть изображения мы ни перекрыли, зеркало будет гаснуть одновременно по всей поверхности. Если ввести нож Фуко в конус лучей в предфокальном положении, часть зеркала станет затенена. Если нож введен справа, то погаснет правая часть, так как нож пересекает часть пучка, идущую от правой части зеркала. Тогда как, при введении ножа в фокальном положении справа становится затенена левая часть изображения зеркала.

Данный метод прост в реализации, не требует когерентных источников излучения. Его часто применяют при цеховом контроле оптики. Оптическая система, реализующая данный метод, компактна, при условии расположения вблизи вторичного фокуса телескопа (точка F_2 , рис. 1) [14].

Результаты

Для выполнения задачи адаптации зеркальной системы «Миллиметрона» предложена оптическая схема блока контроля (СК ЗС) на основе метода ножа Фуко (см. рис. 1). Оптическое излучение бесконечно удаленного источника отражается от ГЗ и вторичного зеркала и попадает на поворотное зеркало телескопа. Поворотное зеркало, в рабочем режиме, будет направлять излучение на ту систему регистрации, которая в данный момент должна использоваться. В процессе адаптации излучение направляется к СК ЗС.

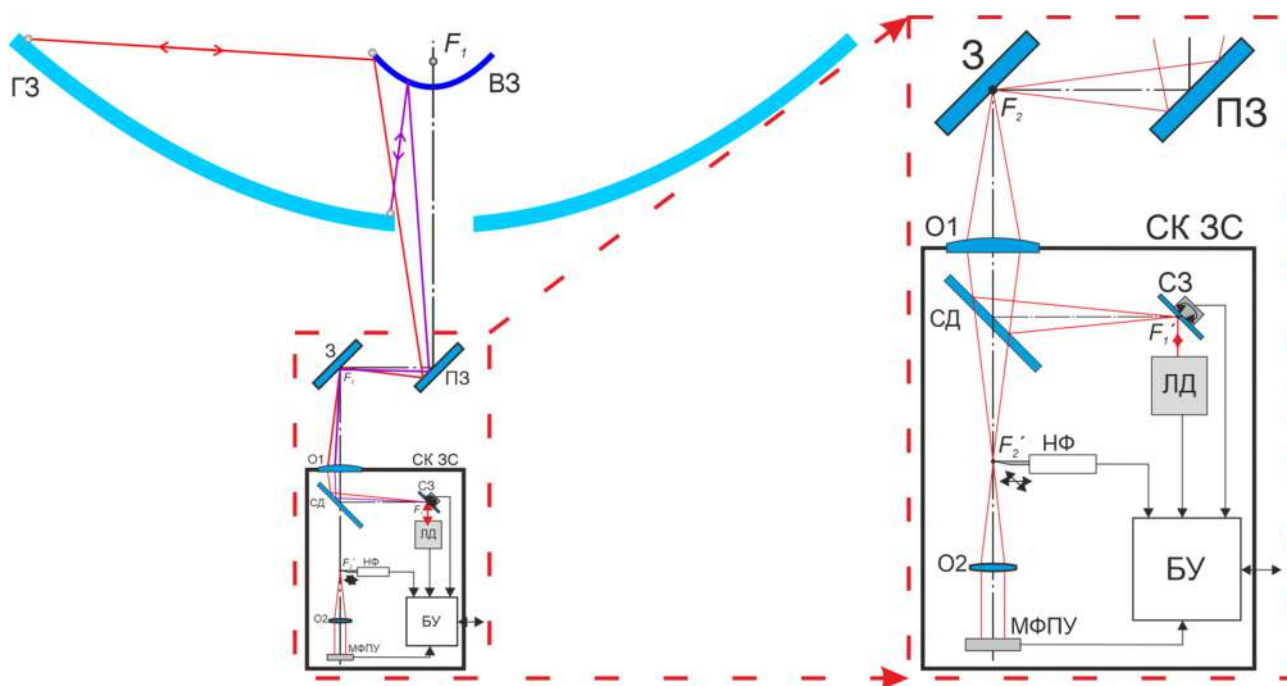


Рис. 1. Оптическая схема адаптации зеркальной системы «Миллиметр»:

ГЗ – главное зеркало, ВЗ – вторичное зеркало, F_1 – первичный фокус телескопа, F_2 – вторичный фокус телескопа, F_2' – изображение вторичного фокуса телескопа, ПЗ – поворотное зеркало телескопа, З – зеркало, О1, О2 – объективы; СД – светодетектор, СЗ – сканирующее зеркало, ЛД – лазерный дальномер, НФ – нож Фуко, МФПУ – цифровая матрица, БУ – блок управления

Для реализации метода ножа Фуко необходимо, чтобы сканирование ножами Фуко производилось в фокусе телескопа. Конструкция телескопа не позволяет расположить ножи Фуко непосредственно в точке вторичного фокуса. Поэтому, в составе СК ЗС предусмотрен объектив О1, который переносит изображение из точки фокуса телескопа F_2 в плоскость ножей Фуко F_2' , расположенную внутри СК ЗС.

Объектив О2 формирует изображение ГЗ на цифровой матрице. Изображения регистрируются и обрабатываются блоком управления, который затем выдает сигналы на корректировку положения зеркальных элементов в систему адаптации.

Для иллюстрации работы СК ЗС создана математическая модель оптической схемы адаптации зеркальной системы «Миллиметр» в программном пакете Zemax. Проводилась трассировка лучей от удаленного точечного источника на рабочей длине волны (300 мкм) таким образом, что на ГЗ падала плоская волна. После отражения от всех элементов ГЗ излучение попадало на ВЗ, затем через вторичный фокус телескопа попадало в СК ЗС. Модель построена таким образом, что каждый из 96 элементов ГЗ может быть децентрирован и наклонен по шести степеням свободы. По методу Монте-Карло для каждого элемента ГЗ сгенерированы случайные величины отклонений. Результаты мо-

делирования в виде изображений в плоскости ножа Фуко приведены на рис. 2. Максимальные значения для рис. 2, *а* составляли: децентрировки 0,1 мм и наклоны $0,002^\circ$; для рис. 2, *б* составляли: децентрировки), 5 мм и наклоны $0,01^\circ$. Цифровая матрица как на рис. 2, так и на всех последующих рисунках, имеет размеры 40×40 мм. Видно большое количество бликов от разных элементов ГЗ, при этом идентифицировать какой блик от какого элемента ГЗ крайне затруднительно.

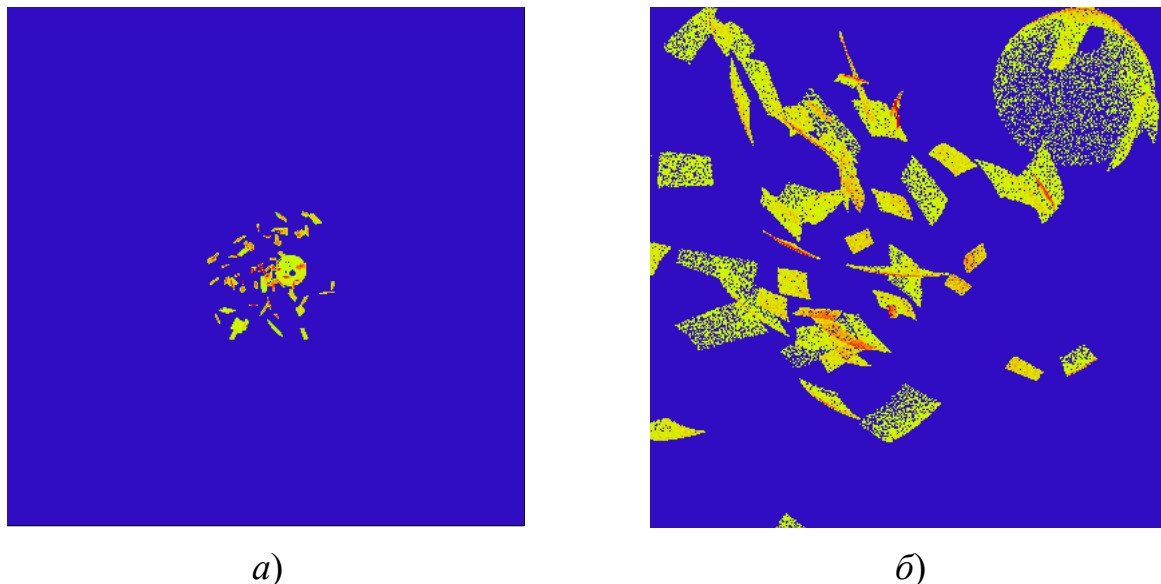


Рис. 2. Изображения в плоскости вторичного фокуса «Миллиметра»
а) отклонения элементов ГЗ: децентрировки 0,1 мм, наклоны $0,002^\circ$; *б*) отклонения элементов ГЗ: децентрировки 0,5 мм, наклоны $0,01^\circ$

Если же установить цифровую матрицу в плоскости выходного зрачка, то на изображении каждый элемент ГЗ будет иметь свое место, которое не изменится в процессе юстировки. На рис. 3 представлено модельное изображение ГЗ, называемое так же фукограммой, соответствующее случаю на рис. 2, *а*. Он либо освещен, либо затенен в зависимости удаленности ножа от фокуса. Нож Фуко перекрыл нижнюю половину изображения. Соответствующие зеркальные элементы, пятна от которых отсеклись ножом Фуко, погасли на фукограмме. Таким образом, на полученных при сканировании изображениях отслеживается изменение яркости отдельных сегментов ГЗ в зависимости от положения ножа Фуко.

Для демонстрации работы метода ножа Фуко смоделирована система, в которой блики от всех элементов ГЗ сфокусированы в фокальной плоскости в пятно диаметром 5 мм. При установке ножа Фуко во вторичный фокус F_2' со смещением (позиция ножа Фуко 3, рис. 4), все лучи от ГЗ попадают на цифровую матрицу, установленную в выходном зрачке телескопа. При этом освещены все элементы ГЗ.

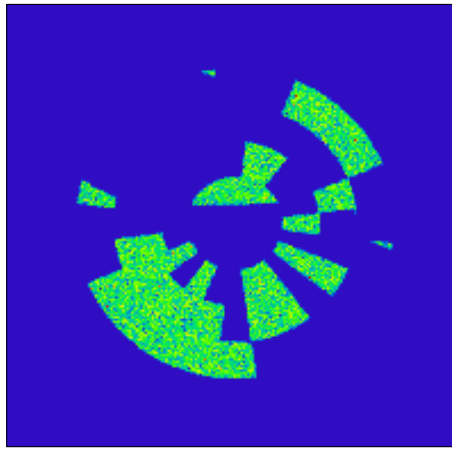


Рис. 3. Изображение в плоскости выходного зрачка «Миллиметра»

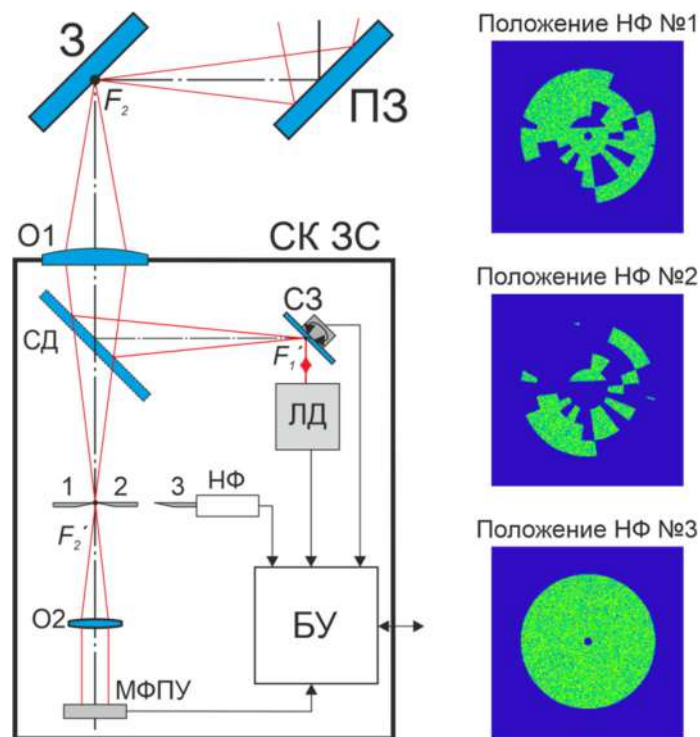


Рис. 4. Демонстрации работы метода ножа Фуко

F_2 – вторичный фокус телескопа, F_2' – изображение вторичного фокуса телескопа, ПЗ – поворотное зеркало телескопа, З – зеркало, О1, О2 – объективы; СД – светодетектор, СЗ – сканирующее зеркало, ЛД – лазерный дальномер, НФ – нож Фуко, МФПУ – цифровая матрица, БУ – блок управления

Установка ножа Фуко в позиции 1 и 2 (рис. 4) позволяет получить инвертированные друг относительно друга изображения 1 и 2. Таким образом, при установке ножа Фуко в фокус телескопа нефокусированные элементы ГЗ будут затенены. Выполнив сканирование пучка ножом Фуко в фокальной плоскости можно получить информацию о положении каждого элемента ГЗ.

Заключение

В работе рассмотрена задача адаптации зеркальной системы «Миллиметрон». Проведен анализ известных методов контроля астрономических зеркал большого диаметра. Для реализации выбран метод ножа Фуко, так как он не требует использования когерентных источников излучения, прост и надежен, что является необходимым условием для оборудования, предназначенного для работы в космическом пространстве. На основе выбранного метода разработана оптическая схема для решения задачи адаптации ГЗ с помощью СК ЗС. Ключевой особенностью схемы является установка цифровой матрицы в плоскость выходного зрачка системы.

Выполнено моделирование предложенной оптической схемы в программном пакете Zemax, при котором каждый элемент схемы отклонялся по шести степеням свободы случайным образом в пределах децентрировки 0,5 мм и наклона 0,01° (по методу Монте-Карло). Приведены результаты моделирования, позволяющие сделать вывод о применимости метода ножа Фуко для решения задачи адаптации.

Следующим шагом будет выбор подходящей звезды для настройки «Миллиметрона». Кроме того, необходимо провести моделирование работы СК ЗС с неидеальными зеркалами телескопа, имеющими определенную шероховатость. Для анализа изображений, полученных в результате моделирования, необходимо разработать алгоритмы их обработки. Создание опытного образца системы, реализующей метод ножа Фуко, выполняется при непосредственном участии авторов данной работы. В последующем планируется создание и испытание опытного образца СК ЗС.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Международный космический РСДБ проект РадиоАстрон [Электронный ресурс]. URL: <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/rus/index.html> (дата обращения: 13.04.2020).
2. Hubble Space Telescope [Электронный ресурс]. URL: https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/main/index.html (дата обращения: 13.04.2020).
3. Galaxy Evolution Explorer (GALEX) [Электронный ресурс]. URL: <http://www.galex.caltech.edu/> (дата обращения: 13.04.2020).
4. James Webb space telescope Goddard space flight center [Электронный ресурс]. URL: <https://www.jwst.nasa.gov/> (дата обращения: 13.04.2020).
5. Herschel science centrehome [Электронный ресурс]. URL: <http://herschel.esac.esa.int/> (дата обращения: 13.04.2020).
6. Космическая обсерватория Миллиметрон [Электронный ресурс]. URL: <http://millimetron.ru/index.php/ru/> (дата обращения: 13.04.2020).
7. Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон / Кардашёв Н. С., Новиков И. Д., Лукаш В. Н. и др. // УФН. 2014. 184. С. 1319–1352.
8. Отработка и настройка опорной системы крупногабаритного рефлектора / Зырянова П.С., Усольцев А.В., Козлов А.В. и др. // Решетневские чтения : материалы XXI Междунар. науч. конф. (08–11 ноября 2017, г. Красноярск): в 2 ч. / под общ.ред. Ю. Ю. Логинова; Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т. Красноярск, 2017. Ч. 1. – С. 125–126.
9. Э.А. Витриченко. Методы исследования астрономической оптики. – М. : Наука, 1980. – С. 152.

10. Батшев В. И. Оптические системы, свойства и методы контроля асферических поверхностей большого диаметра: диссертация кандидата технических наук: 05.11.07; [Место защиты: Москв. гос. техн. ун-т им. Н.Э. Баумана]. – М., 2010.
11. Сикорук Л.Л. Телескопы для любителей астрономии. Главная редакция физико-математической литературы. – М. : Наука, 1982.
12. Максудов Д. Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. – Л.; М. : ОГИЗ-Гостехиздат, 1948.
13. Ronchi V. Lefrangedicombinazioninellostudiodellesuperficieeedeisistemiottici [Combinationfringesinthestudyofsurfacesandopticalsystems], Rivistad’OtticaeMeccanicadirecision [JournalofOpticsandPrecisionMechanics], 1923.vol. 2. – pp. 9–35.
14. Завьялов П. С., Жимулева Е. С. Контроль и адаптация зеркальной системы обсерватории «Миллиметрон» методом ножа Фуко //материалы XXIII Междунар. науч.-практ. конф., посвящ. памяти генерального конструктора ракетно-космических систем академика М. Ф. Решетнева, 11–15 ноября 2019, г. – Красноярск: СибГУ им. М. Ф. Решетнева, 2019. Ч. 1. С. 99-101.

© П. С. Завьялов, М. С. Кравченко, Е. С. Жимулева, 2020

ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ ОПТИКИ НА ПЛОТНОСТЬ ЗАПИСИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Сергей Александрович Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат физико-математических наук, доцент, тел. (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

Анализируются проблемы голографической записи информации. Традиционно развивавшиеся системы памяти были нацелены на хранение «холодных данных» – оцифрованных массивов длительного хранения при редких к ним обращениях. При записи для этих целей аналоговых голограмм существенную роль играют aberrации оптики. Анализируется влияние aberrаций как в схемах записи двоичной информации, так и в схемах записи изображений. Полученные оценки плотности записи информации даже с понижающим коэффициентом, определяемым aberrациями, указывают на невозможность передачи таких голограмм по радиоканалу. Для решения задачи передачи голографической информации по радиоканалу в устройствах дополненной реальности и голографического телевидения предложено использовать метод кодирования близкий к известному в радиодиапазоне методу передачи информации на одной боковой полосе, выраженному в передаче двух массивов, эквивалентных по объёму обычному TV и синтезу по ним голограммы на приёмном конце канала связи.

Ключевые слова: лазер, голография, интерференция, информация.

INFLUENCE OF ABERRATIONS OF OPTICS ON DENSITY OF RECORDING OF HOLOGRAPHIC INFORMATION

Sergey A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D., Associate Professor, phone: (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

The problems of holographic recording of information are analyzed. Traditionally developed memory systems were aimed at storing “cold data” – digitized arrays of long-term storage with rare accesses to them. When recording analog holograms for these purposes, an essential role is played by optical aberrations. The influence of aberrations is analyzed both in binary information recording and image recording schemes. The obtained estimates of the recording density of information even with a decreasing coefficient determined by aberrations indicate the impossibility of transmitting such holograms over the radio channel. To solve the problem of transmitting holographic information over a radio channel in augmented reality and holographic television devices, it is proposed to use a coding method close to the method of transmitting information on one side band, which is known in the radio range, expressed in the transfer of two arrays equivalent in volume to a conventional TV channel and the synthesis of holograms on the receiving end of a channel.

Keywords: laser, holography, interference, information.

Введение

Традиционно развивавшиеся голографические системы хранения информации, так называемые голографические запоминающие устройства (ГЗУ) были

нацелены на хранение «холодных данных» – оцифрованных массивов длительного хранения при редких к ним обращениях [1-7]. Для задач дополненной реальности и голографического телевидения требуется оперативная запись и хранение массивов голографической информации с постоянными многократными к ним обращениями. Причём, с одной стороны в виде 3D изображений, воспринимаемых оператором как аналоговые сигналы, с другой – как оцифрованные для передачи информации по каналам связи [8]. Простейшие оценки плотности записи информации в голограммах проводились для апертурно-мультиплицированных матриц Фурье-голограмм [2, 3]. В работах того периода уделялось внимание не только исследованию свойств самой голограммы, но и качеству оптической системы, участвующей как в записи голографической информации, так и в её воспроизведении [9, 10]. Однако оптимальные характеристики оптических систем дополненной реальности всё же требуют уточнения, а хранение и передача массивов изображительных голограмм – корректировки оценки, количества содержащейся в таких голограммах информации и её взаимодействия с оптическими системами, как на этапе формирования голограмм, так и на этапе их восстановления.

Согласование оптической системы с матрицей голограмм (включая голографическое киноформное кино)

Традиционная схема голографической памяти состоит из устройств записи и воспроизведения апертурно-мультиплицированных голограмм Фурье. Принципиальные оптические схемы, которых показаны на рис. 1 *а, б*. В этих схемах запись информации производится в матрицы Фурье-голограмм.

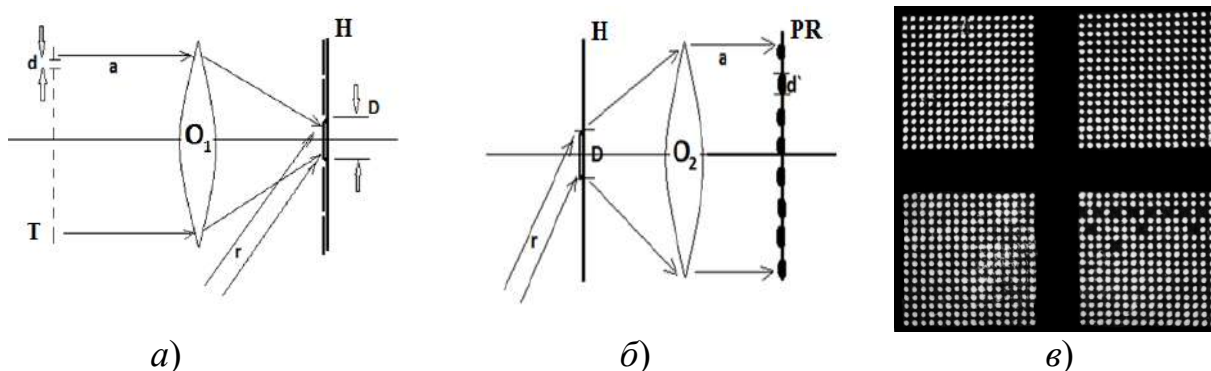
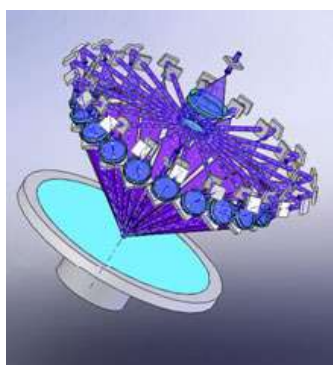


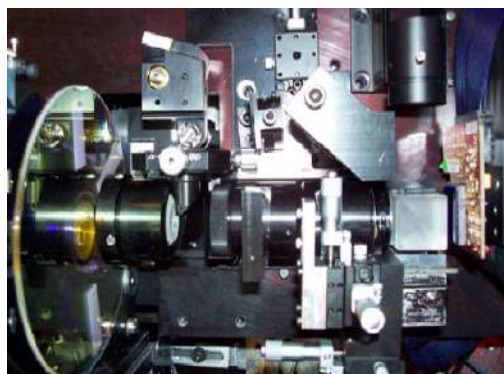
Рис. 1. Принципиальная схема записи и восстановления апертурно-мультиплицированных Фурье-голограмм:

а) схема записи в ГЗУ, где транспарант Т, площадью S_t с бинарными ячейками, размером d , формирует Фурье объективом O_1 объектный пучок с перетяжкой D , записываемый с помощью опорного пучка на каждую отдельную Фурье голограмму в плоскости фотоносителя Н; *б)* схема восстановления матрицы голограмм Н в ГЗУ, где опорным пучком r с каждой голограммы на фотоприёмную матрицу PR восстанавливается Фурье-объективом изображение транспаранта Т с размером ячейки d' , увеличенное по сравнению с d пропорционально отношению фокусов записывающего и восстанавливающего объективов O_2/O_1 ; *в)* матрица восстановленных изображений ячеек информационного транспаранта, записанных в одной из апертурно-мультиплицированных голограмм

Реально создаваемые в рамках таких проектов оптико-механические системы очень сложны (рис. 2) и в них на первое место по ограничениям ёмкости выходят абберационные характеристики.



а)



б)

Рис. 2. а) макет 20-ти канального устройства записи бинарной информации матрицами Фурье-голограмм, разрабатываемого НИИ Радиотехники МГТУ им. Баумана; б) устройство записи бинарной информации матрицами Фурье-голограмм, представленное в 2010 г. компанией InPhase Technologies

При наличии высокоразрешающего голографического материала, разрешающая способность которого существенно превосходит все пространственные частоты интерференционной картины, образуемой взаимодействием объектного и опорного пучков, определяющим ограничением становятся абберации оптических систем записи и восстановления. В работах [9, 10] показано, что их влияние на плотность записи n выражается через уширение диаметра пятна рассеяния, сформированного объектным и опорным пучками (1), а также к уширению импульсного отклика системы воспроизведения информационной матрицы.

$$n = \left(\frac{\Omega}{\lambda}\right)^2 \left[C^2 A_1^2 \left(1 + \sqrt{1 + 2 \frac{\Theta C_1}{A_1^2}} \right)^2 A_2^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\Theta \beta^2}{16} + \frac{\Theta}{A_2^2}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $A_1 = \delta_1 / l_h$ и $A_2 = \delta_2 \pi l_h / \lambda f$ относительные абберации записывающей и восстанавливающей оптической системы, δ_1 – лучевые абберации записывающего Фурье-объектива, δ_2 – восстанавливающего, Ω – относительное отверстие записывающего объектива, l_h – размер голограммы, λ – длина волны записи, $C = \varepsilon / \pi(\varepsilon^2 + 1)$, $C_1 = (\varepsilon^2 + 2)^2 (\varepsilon^2 + 1) / (2\varepsilon)^4$, ε – отношение диаметров опорного и объектного гауссовых пучков, Θ – выраженное в децибелах отношение сигнал-перекрестный шум восстановленного изображения (рис. 1, в). В рамках предложенной модели оптимально подобранные абберации записывающей и восстанавливающей оптической системы влияют (2) на плотность записи информации n как среднее геометрическое лучевых аббераций (3).

$$n = \left(\frac{\Omega}{\lambda}\right)^2 \left[CM^4 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\theta(2C_1)^{\frac{1}{2}}}{M^2}} \right)^4 \right]^{-1}, \quad (2)$$

$$M = (A_1 A_2)^{1/2} = (\pi \delta_1 \delta_2 / \lambda f)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Таким образом, лучевые aberrации приводят к смещению позиционирования микроголограмм, увеличивая перекрёстный шум от соседних, и к смещению положения изображения отдельных ячеек, что также увеличивает перекрёстный шум на фотоприёмнике. Ограничивая перекрёстный шум для сохранения работоспособности устройства, в реально создаваемых схемах (рис. 2) требуется учитывать не только собственно лучевые aberrации, но и точность позиционирования изображений, влияющую на величину перекрёстных шумов [11]. Следовательно, каждая из величин δ_1 и δ_2 представляется суммой собственно лучевых aberrаций и допусков в работе систем записи и восстановления, в своём роде обобщённых aberrаций, что является одним из главных ограничений плотности записи бинарной информации.

Дальнейшие попытки увеличить плотность записи в ГЗУ развивались по пути поисков путей наложения нескольких голограмм в одном участке голографической среды, назовём их амплитудно-мультиплицированными. Это осуществляется с использованием объёмных голографических сред совмещением записи одной голограммы с другой при изменении наклона опорного пучка. При этом осуществляется уход из угла объёмной голограммы [12]. Также можно осуществлять наложение голограмм, кодируя опорные пучки так, чтобы функция их корреляции в рамках одного участка голографической среды была минимальна [6]. Такой режим записи голограмм предполагает повышенные требования к величине динамического диапазона фотоотклика голографического материала пропорционально квадрату числа наложенных голограмм [13] и вследствие этого, его быстрому исчерпанию. При этом ограничения на плотность записи информации, вызванные aberrациями (1, 2) остаются прежними.

К числу амплитудно-мультиплицированных матриц Фурье-голограмм можно отнести и схемы записи информации, с записью нескольких голограмм в один участок голографической среды. Наложение голограмм происходит либо за счёт изменения условий Брэгга [5], либо за счёт кодирования опорных пучков [6, 7]. На рис. 3 показана принципиальная схема записи бинарной информации в матрицы голограмм, выполненных в объёмном материале «Реоксан», при кодировании опорного пучка матричным транспарантом, аналогичным используемому в объектном пучке.

В этой схеме голограммы записываются при одновременном смещении по апертуре 5 на величину ширины функции корреляции опорного пучка при изменении его структуры кодированием транспаранта 3 с фазовой маской 4. При этом достигается эффективное использование динамического диапазона фотоот-

клика голографического материала и упрощается оптическая схема, поскольку роль опорного пучка может играть часть объектного. Причём эта часть совсем не обязательно должна быть пространственно выделенной, как показано на рис. 3, а в принципе может быть сформирована из любых локальных участков транспаранта 4. В этой схеме, как и в классической [9–11], Фурье-образ объектного пучка в плоскости голограмм близок по форме к гауссову пучку и поэтому, накладываясь со смещением, формирует более равномерную засветку фотоматериала, известную как «супергаусс» [14] и, следовательно, осуществляет более полное использование его динамического диапазона при формировании наложенных голограмм. Существенным отличием такой записи можно считать отсутствие необходимости пространственного разнесения голограмм на расстояния, определяемые обобщёнными aberrациями записывающей системы. При отсутствии ограничений, связанных с исчерпанием динамического диапазона голографического материала, обобщённое влияние дифракционного и aberrационного размытия объектного пучка записывающей системы следует заменить на ширину функции автокорреляции кодированного опорного пучка.

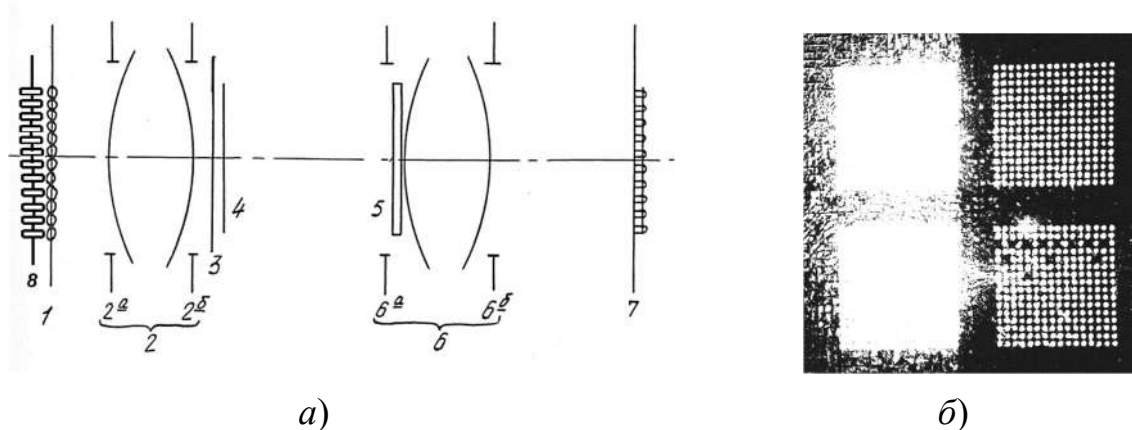


Рис. 3. Безопорное ГЗУ:

а) принципиальная схема: 1 – линзовый растр; 2а, б – компоненты первого Фурье-объектива; 6а, б – компоненты второго Фурье-объектива; 3 – информационный управляемый транспарант с наложенной случайной фазовой маской; 4, 5 – матрица голограмм; 7 – фотоприёмная матрица; 8 – матрица полупроводниковых лазеров; б) восстановленное в «безопорном» ГЗУ изображение информационной матрицы, состоящее из 4-х субматриц по форме фотоприёмной матрицы, на которой видны участки, подвергшиеся большим, или меньшим aberrационным искажениям, включая как aberrации оптики, так и самих голограмм. Две левых субматрицы формируют восстанавливающий пучок, две правых – восстановленный

На практике влияют оба этих фактора, поэтому расчёт их взаимного влияния довольно сложен, но в [6] приводятся данные о том, что экспериментально было достигнуто частичное наложение голограмм, расстояние между которыми по каждой из двух перпендикулярных осей в плоскости голограмм равнялось примерно 1/3 от дифракционно-aberrационного размытия. Это увеличивало плот-

ность записи бинарной информации (n') примерно на порядок и может учитываться простым коэффициентом сжатия K в (1, 2).

$$n' = Kn. \quad (4)$$

Близкой к описанным выше схемам записи бинарной голографической информации может считаться система Holotape [15, 16] – схема записи строки Фурье изобразительных голограмм. В ней также плотность записи ограничивается разрешающей способностью плёнки и перекрёстными шумами ленты с тиснёнными Фурье-голограммами (рис. 4).

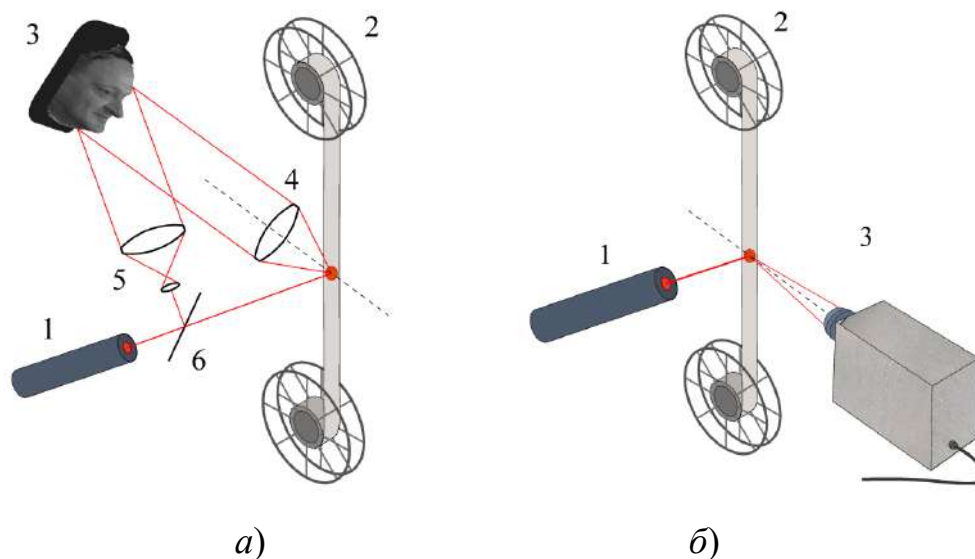


Рис. 4. Проигрыватель тиснённых фильмов:

a) система записи (1 – лазер, 2 – лента голографического материала, 3 – объект голографирования, 4 – Фурье-объектив, 5, 6 – система подсветки объекта; *б)* система воспроизведения тиснённых фазовых голограмм, 1 – лазер, 2 – лента Фурье-голограмм, 3 – приёмная камера

В таких системах плотность записи ограничивается aberrациями оптической схемы записи, ограничивающей плотность расположения этих Фурье голограмм [9, 10], размывающих поле, занимаемое каждой из Фурье голограмм и может быть увеличена за счёт частичного наложения, аналогично [5–6]. Схема Holotape, предложенная В. Дж. Ханнаном ещё в 1973 году, представляет собой запись линейки Фурье-голограмм на ленту и имеет несомненное преимущество перед существующим кинематографом, заключающееся в отсутствии необходимости создавать грейферный механизм передёргивания кадров. Это происходит в силу известного свойства Фурье-голограмм, когда при их смещении поперёк оптической оси положение восстановленного изображения не меняет своих координат, а изменяется только фаза восстановленного изображения. Представляется, что эта схема имеет свои преимущества перед разработанной в НИКФИ первой в мире системой голографического кино [17]. Перекрёстные шумы от со-

седних голограмм здесь также присутствуют, создавая фон, на который накладывается полезное изображение. Они могут быть учтены согласно (1). В восстановленном изображении лучевые аберрации в целом приводят к снижению разрешающей способности, размывая его «пиксели» до размеров абберационного пятна, однако зрительное восприятие отличается от восприятия матрицей фотоприёмников. При зрительном восприятии ряд аберраций компенсируется адаптацией зрения человека к некоторым видам искажений. Например, дисторсия вполне приемлема в небольших размерах и не влияет на распознавание показываемого объекта, а кома приводит к снижению разрешающей способности в восстановленном изображении, что по (1, 3) приводит к снижению плотности записи информации. С учётом этого в качестве δ_2 нужно учитывать уже не все виды аберраций, а исключать из них дисторсию, а иногда и сферохроматическую аберрацию, которые не приводят к размыванию точки изображения. Следует отметить, что в отличие от бинарных изображений, для которых были выведены формулы (1–3), для оценки количества информации в аналоговых изображениях следует учесть ещё и то, что запись изображений происходит в полутоновом режиме.

Информационная ёмкость изображительных голограмм

Действительно, оценка количества передаваемой по каналу связи информации для 3D дополненной реальности, или голографического телевидения может быть произведена на основе формулы Шеннона для канала с шумами [18]:

$$N = WT \cdot \log_2(1 + I_c / I_{ш}). \quad (4)$$

Здесь, W – диапазон передаваемых по каналу частот, T – время передачи, $I_c/I_{ш}$ – отношение сигнал-шум. В наших обозначениях W соответствует пространственным частотам в двух ортогональных координатах, T – двумерной протяжённости сигнала (площади голограммы) и $\log(1+I_c/I_{ш}) = \theta$ при больших значениях $I_c/I_{ш}$, соответствующих реальным изображениям, приближенным к телевизионному качеству. Перепиывая (4) в наших обозначениях и учитывая, что Ω/λ в (1, 3) имеет смысл пространственных частот W , и, учитывая, что в нашем случае эти частоты на плоскости, т. е. в двумерном пространстве, получаем выражение для оценки количества информации в одном кадре с учётом плотности записи n .

$$N = Sn\theta = S \left(\frac{\Omega}{\lambda}\right)^2 \cdot \theta \left[CM^4 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\theta(2C_1)^{\frac{1}{2}}}{M^2}} \right)^4 \right]^{-1}. \quad (5)$$

Используя (5) можно вычислить количество информации в одном кадре системы Holotape, однако, далее для простоты изложения возьмём случай, когда $M \ll 1$, т. е. δ_1 и $\delta_2 \ll (\lambda f/\pi)^{1/2}$. В этом случае (5) вырождается в (6).

$$N = Sn\theta = S \left(\frac{\Omega}{\lambda}\right)^2 / 2CC_1\theta, \quad (6)$$

которое при $\varepsilon=1$ принимает простой (7) вид:

$$N = Sn\theta = S \left(\frac{2\pi\Omega}{\lambda}\right)^2 / (2,25 \cdot \theta). \quad (7)$$

Плотность записи информации по (6, 7) ожидаемо падает пропорционально θ – числу различимых градаций яркости, выраженном в децибелах. При значениях $\Omega = 1/2\pi$ и $\theta = 8$, что соответствует реальным значениям записывающей системы и широко используемому отношению сигнал/шум – 256, достижимая плотность записи на единицу площади носителя будет равна одному биту на площадь λ^2 , увеличенную пропорционально логарифму требуемого в восстановленном изображении отношения сигнал/шум.

Также, используя (3) можно определить абберационные ограничения на оптику воспроизведения, которая должна широко тиражироваться и быть доступной по сложности и цене для успеха проекта Holotape. Полагая $M = 0,1$, что соответствует приближению при выводе (6), можно получить из (3):

$$\delta_1\delta_2 = \frac{0,01}{\pi} \lambda f. \quad (7)$$

Откуда для типовых аббераций проекционного объектива $\delta_1 = 0,02$ мм получаем для $\lambda = 6,28$ мкм и $f = 3$ м, допустимые абберации системы воспроизведения $\delta_2 = 0,22$ мм. Такие абберационные искажения примерно соответствуют размеру одной LED ячейки современного телевизора, что означает, что система Holotape может быть вполне работоспособной по своим техническим характеристикам как в области телевидения, так и в устройствах дополненной реальности.

Как видим, абберации оптических систем заметно снижают плотность записи информации в голограммах (1, 5). Однако, несмотря на это, в задачах передачи голографической информации по каналам связи возникают такие большие массивы информации, которые не могут передаваться в реальном времени. Действительно, изобразительные голограммы, несущие 3D изображения должны содержать как минимум на порядок большие массивы информации, чем в ГЗУ, поскольку в них кодируются не бинарные массивы данных, а полутонные с количеством градаций, не менее принятых в высококачественном телевидении или фотографии.

Простейшие оценки по (2) при сравнительно небольших абберациях $\delta_1 = \delta_2 = (\lambda f/\pi)^{1/2}$, $\varepsilon = 1$ и $\theta = 8$ дают оценку плотности записи информации в $n = (\Omega/4\lambda)^2$, что для $\lambda=0,63$ мкм и $\Omega=1$ соответствует $n=1,5 \cdot 10^5$ бит/мм² и $n' = 1,5 \cdot 10^6$ бит/мм². Поэтому для передачи даже бинарных изображений размером с портрет человека в натуральную величину $S = (300-400)$ мм² необходимо передавать с телевизионной частотой кадров (25 Гц) не менее $25nS = 419$ Гбит/с. Это превышает возможности всех радио- и телеканалов вместе взятых, хотя в вышеприведённой оценке ещё отсутствует, добавленный в (5) множитель $\theta=8$, увеличивающий плотность записи ещё почти на порядок.

Возникающая проблема заключается в том, что высокая плотность голографической записи информации (1, 5) входит в конфликт с возможностями известных каналов передачи информации [19].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для передачи голографической 3D информации на расстояние по традиционным радиоканалам требуется решение задачи по её эффективному сжатию, как, например, предлагается в патенте РФ № 2707582 [21].

Сжатие голографической информации при её передаче по каналам связи

Голографическая запись информации происходит на несущей пространственной частоте, образуемой интерференцией сходящихся под углом когерентных объектной $U_1(x_1, y_1)$ и опорной $R_3(x_1, y_1)$ волнами (рис. 5). Формируемое объектом голографирования излучение $U_1(x_1, y_1)$ осуществляет амплитудно-фазовую модуляцию несущей частоты.

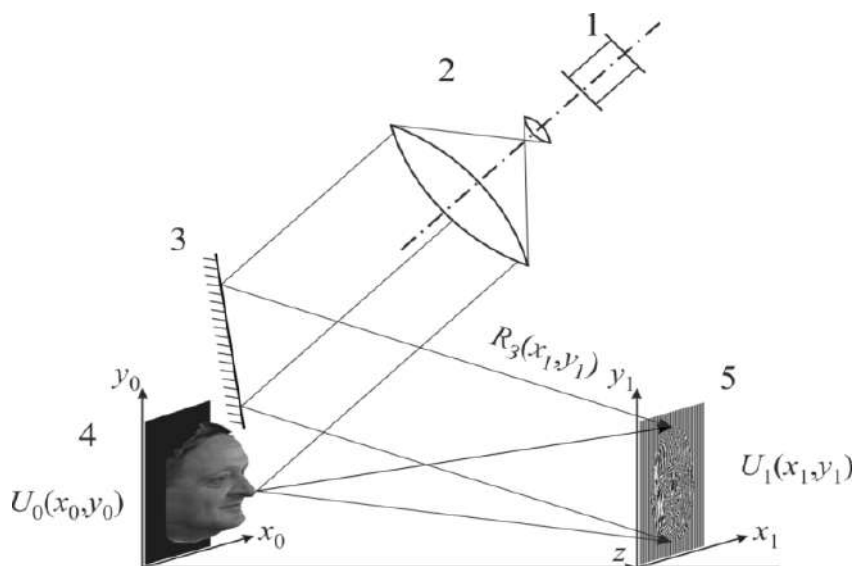


Рис. 5. Обобщённая схема записи пропускающей голограммы:

1 – лазер, 2 – коллимирующая система, 3 – зеркало, 4 – объект голографирования, 5 – фотоматериал, на котором регистрируется интерференционная картина, образуя голограмму

Поскольку в предложенной схеме голографирования отсутствуют оптические системы переноса изображения (объективы), их aberrации не могут влиять на записываемую голограмму и в этом случае для оценок плотности записи необходимо использовать выражение (6), в которое вырождается (5) при $M \rightarrow 0$, но в нём пространственные частоты объекта голографирования $2\pi\Omega/\lambda$ следует заменить на $2\pi\omega/\lambda$, где ω – угол схождения объектного и опорного пучков.

Высокая плотность записи информации, в первую очередь, определяется возможностью записи на голограмму сигналов с высокой пространственной ча-

стотой ω . Известные голографические материалы [20] могут записывать сигналы до 10^4 лин./мм. Такие частоты излучением видимого диапазона можно создавать только во встречных пучках. В схемах записи пропускающих голограмм максимальная частота может быть оценена для случая интерференции объектного и опорного пучков, созданных HeNe лазером с линией излучения в видимом спектре $\lambda=0,633$ мкм. Для типичного угла схождения пучков $\alpha\approx 30^\circ$ получается несущая частота около $\omega=1/\lambda=1,6\cdot 10^3$ лин./мм. Модуляция этой пространственной частоты происходит на частоте огибающей, сформированной излучением объектного пучка Ω . Часто Ω может не сильно отличаться от ω (рис. 3). Но всегда ли это нужно? Какие пространственные частоты реально содержат передаваемое изображение? Какие пространственные частоты формируют текстуру поверхности голографируемого 3D объекта? Какие пространственные частоты формируют форму 3D поверхности голографируемого объекта? Исследование этих вопросов, как будет показано ниже, даёт ответ на возможность передачи голографического 3D изображения на расстояние со сжатием, достаточным для его передачи по обычным радиоканалам. Размытие изображения, аналогичное аберрациям, здесь проявляется только в дискретизации сигнала, проявляющееся в цифровом блоке формирования голограмм.

В патенте [21] предложено разделить информацию о 3D объекте на топографическую карту и текстуру этой поверхности. Требуемая точность передачи этих двух изображений совсем не требует высокой разрешающей способности. Для изображения стандарта FullHD и 4K достаточно передавать (1920×1080) и (4096×3072) точек на кадр соответственно. Известно, что такое разрешение позволяет формировать с очень хорошим качеством изображения на экранах с диагональю, превышающей два метра. Стандартная голограмма такого размера, согласно (1, 3), может нести до $1,5\cdot 10^5$ [бит/мм²] $\cdot\theta\cdot(1,6\text{ м}\cdot 1,2\text{ м})=2,88\cdot 10^9$ [Кб]. А реально в TV кадре 4K, даже с учётом 3-х цветов, содержится только $4096\times 3072=3,7\times 10^7$ [Кб], что на два порядка меньше.

Передавая поточечно информацию о голограмме, мы передаём и гармоники несущей и гармоники модуляции. Если следовать патенту [21], то можно передавать отдельно гармоники, отвечающие за модуляцию несущей без неё самой, что напоминает передачу радиосигнала на одной боковой полосе. Это осуществляется путём передачи двух кадров стандартного размера, один из которых передаёт информацию о текстуре поверхности 3D объекта (рис. 6, а), а другой – его топографию (рис. 6, б).

В этом случае количество передаваемой информации существенно уменьшается, но необходимо заранее сообщить на приёмный конец канала связи о величине несущей гармоники, что в нашем случае соответствует сообщению о длине волны и угле дифракции. Получив эту информацию на приёмном конце по математической модели, соответствующей схеме рис. 5 строится математическая модель 3D объекта голографирования и по ней математическая модель голограммы. Будучи выведенной на материальный носитель и освещённая излучением с заданными длиной волны при заданном угле восстановления такая голограмма будет восстанавливать 3D голографическое изображение. При этом вы-

игрыш при передаче информации составит несколько порядков, как это показано выше. В отсутствие оптики записи голограмм формулы (1, 3) теряют свой прямой смысл, а допустимые значения размытия изображений могут оцениваться так же, как приведённые выше допуски на aberrации для системы Holotape, и δ_1 здесь будет характеризоваться точностью дискретной записи голограмм, а δ_2 допусками, предъявляемыми к качеству восстановленного изображения ($\delta_1=0,02$; $\delta_2=0,22$).

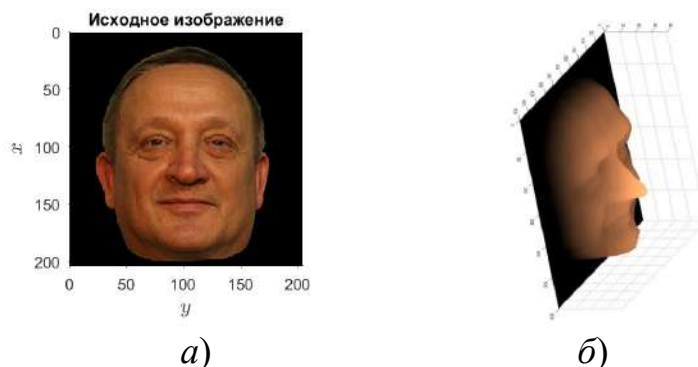


Рис. 6. Представление 3D объекта:

а) текстура поверхности, б) топографическая карта поверхности

Заключение

На основе приведённых расчётов можно сделать вывод, что даже с учётом снижения плотности записи в голограммах за счёт aberrаций записывающей и восстанавливающей оптики количество её в типичной голограмме таково, что передавать её по традиционным радиоканалам невозможно не заполнив весь известный радиодиапазон. Это верно не только для случая традиционных бинарных сигналов, какие используются в голографических запоминающих устройствах, но и для случая передачи полутонных голографических изображений. Предложенный метод передачи голографических 3D изображений в реальном времени, возможен, без недопустимых потерь качества изображений за счёт снижения избыточности в передающем канале за счёт исключения несущей частоты, что эквивалентно известному в радиосвязи методу передачи информации на одной боковой полосе. Предложенный для этого метод, описанный в [21] показывает на реализуемость данного метода путём передачи двух матриц изображений, одна из которых представляет собой фотографию текстуры поверхности 3D объекта, а вторая – топографическую карту его поверхности. Оценка допустимых aberrаций при этом сводится к точности позиционирования системы синтеза голограмм с одной стороны и требований к качеству восстановленного 3D изображения с другой.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады Академии наук СССР. – 1962. – Том 144. – № 6. – С. 1275-1278.

2. Van Heerden P.J. A New Optical Method of Storing and Retrieving Information // *Appl. Opt.* – 1963. – vol. 2.– № 4. – P. 387-392.
3. Hill B. Some Aspects of a Zage Capacity Holographic Memory // *Appl. Opt.* – 1972. – vol.11. – № 1. – P. 182–196.
4. Гибин И. С., Мантуш Т. Н., Нестерихин Ю. Е., Панков Б. Н., Пен Е. Ф., Твердохлеб П. Е. Программируемое голограммное ЗУ с записью и считыванием информации // *Автоматрия.* – 1975. – №3. – С. 3-11.
5. Соскин С.И., Шойдин С.А., Левин В. И. Голографическое запоминающее устройство. Авторское свидетельство № 701350, 1979 г., зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР за № 2468584 от 01.04.1977 г.
6. Shoydin S. A. Holographic Memory Without Reference Beam // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics).* – 2016. – vol. 25. – № 4. – P. 262-267. – ISSN 1060-992X.
7. Betin A. Yu., V. I. Bobrinev, S. S. Donchenko, S. B. Odinkov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, E. Yu. Zlokazov. Holographic memory optical system based on computer-generated Fourier holograms // *Applied Optics.* – 2013. – Vol. 52. – № 33. – P. 8142–8145.
8. Шойдин С. А., Пазоев А. Л. Проблемы цифрового синтеза голограмм: на примере вычисления преобразования Френеля и структуры голограммы прозрачной призмы // *Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XV Междунар. науч. конгр., 24–26 апреля 2019 г., Новосибирск : сб. материалов в 9 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2019».* – Новосибирск : СГУГиТ, 2019. – С. 149–159. DOI: 10.33764/2618-981X-2019-8-149-159.
9. Соскин С. И., Шойдин С. А. Расчет оптической схемы голографического запоминающего устройства / *Опт. и спектр.* – 1978. – Т. 44. – № 3, С. 566-573.
10. Соскин С. И. Шойдин С. А. Оптимизация параметров голографического запоминающего устройства с учетом аберраций / *Опт. и спектр.* – 1978. – Т. 44. – № 3. – С. 1163-1170.
11. Шойдин С. А. Влияние аберраций, вызванных разюстировкой схемы, на емкость голограммного запоминающего устройства // *ОМП.* – 1981. – № 3. – С. 1-3.
12. Кольер Р., Беркхарт К, Лин Л. Оптическая голография. – М. : Мир, 1973. – 686 с.
13. Burke W. J., Ping Sheng Crosstalk noise from multiple thick phase hologras / W. J. Burke, Ping Sheng // *Journal of Applied Physics,* 1977. – v. 48. – № 2. – P. 681-685.
14. Гуламов А. А. Формирование супергауссовых лазерных пучков // *Курский государственный университет.* – 2006. – С. 12.
15. Hannah W.J. Embossed holographic movies / *Материалы Пятой Всесоюзной школы по голографии (29 января - 3 февраля 1973 г.).* – <http://bsfp.media-security.ru/school5/index.htm> (последнее обращение 10.03.2020).
16. Wyatt R.B. The emergence of a digital cinema // *Computers and the Humanities.* 1999. Т. 33. № 4. С. 365-381.
17. Комар В. Г. Новое в мировой кинотехнике. – М. : Искусство, 1967. – С. 19.
18. Pierce J. R. Symbols, Signals and Noise: The Nature and Process of Communication. – London: Hutchinson, 1962. – 334 с.
19. Рапопорт Б. И. Возможности передачи голографического изображения малокадровой телевизионной системой / *Техника кино и телевидения.* – 1971. – № 9. – С. 42.
20. Ганжерли Н. М., Денисюк Ю. Н., Коноп С. П., Маурер И. А. Толстослойный бихроммированный желатин для голографии, чувствительный в красной области спектра / *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург // Письма в ЖТФ.* – 2000. – Том 26. – Вып. 16. – 26 августа 07;12.
21. Шойдин С. А. Способ дистанционного формирования голографической записи / *Патент РФ № 2707582, приоритет от 03.07.2018, Опубликовано: 28.11.2019.* – Бюл. № 34.

© С. А. Шойдин, 2020

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОСТИ КАНАЛОВ СТВОЛОВ НАРЕЗНОГО ОРУЖИЯ

Пётр Сергеевич Завьялов

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, кандидат технических наук, директор, тел. (383)306-62-24, e-mail: zavyalov@tdisie.nsc.ru

Дмитрий Радионович Хакимов

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, инженер, тел. (383)306-59-40, e-mail: baita@mail.ru

Анна Александровна Гущина

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, ведущий программист, тел. (383)306-59-40, e-mail: agushchina@tdisie.nsc.ru

Алексей Владимирович Ермоленко

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, начальник отдела, тел. (383)306-59-40, e-mail: eralex@gmail.com

Дмитрий Владимирович Скоков

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, начальник отдела, тел. (383)306-59-40, e-mail: 15823@mail.ru

Владимир Юрьевич Сартаков

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, ведущий инженер, тел. (383)306-59-40, e-mail: vlusart@ngs.ru

В статье обсуждаются вопросы разработки системы бесконтактного контроля прямолинейности каналов стволов нарезного оружия на основе метода структурного освещения. Разработан компактный оптический зонд, в котором для освещения канала ствола используется дифракционный оптический элемент (ДОЭ). Предложены и разработаны алгоритмы обработки изображений, получаемых при сканировании канала ствола, по которым затем восстанавливается 3D-форма контролируемого изделия. Приведены результаты испытаний системы контроля прямолинейности на образцах реальной продукции. В результате испытаний получена погрешность измерений отклонений прямолинейности на уровне ± 4 мкм.

Ключевые слова: метод структурного освещения, дифракционный оптический элемент, контроль прямолинейности, обработка изображений.

DEVELOPMENT OF A STRAIGHTNESS INSPECTION SYSTEM OF THE RIFLED GUNS CHANNELS

Petr S. Zavyalov

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Ph. D., Director, phone: (383)306-62-24, e-mail: zavyalov@tdisie.nsc.ru

Dmitry R. Khakimov

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Engineer, phone: (383)306-62-24, e-mail: baita@mail.ru

Anna A. Guschina

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Leading Programmer, phone: (383)306-62-24, e-mail: agushchina@tdisie.nsc.ru

Aleksey V. Ermolenko

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Head of Department, phone: (383)306-62-24, e-mail: eralex@gmail.com

Dmitry V. Skokov

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Head of Department, phone: (383)306-62-24, e-mail: 15823@mail.ru

Vladimir Yu. Sartakov

Technological Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 41, Russian St., Novosibirsk, 630058, Russia, Leading Engineer, phone: (383)306-62-24, e-mail: vlusart@ngs.ru

The article discusses the development of a non-contact straightness inspection system of the rifled guns channels based on the structured light method. A compact optical probe has been developed, in which a diffractive optical element (DOE) is used to illuminate the bore. Algorithms for processing a series of images obtained by scanning a bore are proposed and developed. In the issue of image processing 3D form of the controlled product is reconstructed. The test results of the straightness inspection system on real samples are presented. As a result of the tests, the error of measurements of straightness deviations at the level of ± 4 microns was obtained.

Key words: structured light method, diffractive optical element, straightness inspection, image processing.

Введение

Непрямолинейность канала ствола стрелкового оружия явление довольно частое, возникающее не только при деформациях готового ствола, но и в процессе его изготовления. Данное явление крайне нежелательно, так как при незначительном пологом изгибе ствола ухудшается кучность боя, а при значительном ствол может разорвать.

При производстве стволов оружия на разных стадиях производится операция их правки, в процессе которой добиваются минимальных значений отклонений от прямолинейности оси канала ствола (соответствие допуску). При этом зачастую для контроля непрямолинейности используется визуальный метод «по тени» [1], когда правщик через зеркальное отражение от стенки канала наблюдает за границей света и тени. Вращая ствол, он по форме тени опреде-

ляет места искривления. И тут же производит их правку на прессе или ударным инструментом.

Эта технология возникла еще на заре производства огнестрельного оружия и применяется до сих пор. Её основным недостатком является субъективность контроля, при котором результат напрямую зависит от квалификации и состояния правщика. К тому же при производстве высокоточного снайперского оружия этот визуальный метод работает уже на пределе своей чувствительности.

В последнее время стали появляться оптико-электронные методы и устройства для непосредственного измерения геометрических параметров протяженных отверстий. В основном измерения основываются на автоколлимационном методе [2], или слежении за лазерным лучом [3], задающим виртуальную ось. Большинство предложенных методов предполагают использование зонда, контактирующего с контролируемым каналом. Зонд центрируется и проталкивается через ствол. Это обстоятельство снижает точность измерений таких методов (погрешность более 10 мкм). При этом диапазон контролируемых диаметров начинается от 20–30 мм, что не позволяет их применять для контроля стрелкового оружия.

Метод контроля геометрических параметров отверстий на базе ДОЭ

В работах [4,5] нами был предложен оптико-электронный метод контроля отверстий с использованием дифракционного фокусатора в кольцо. На основе данного метода может быть создан малогабаритный зонд для контроля диаметров отверстий, непрямолинейности его оси, отклонения формы поверхности от цилиндричности.

Методика измерения заключается в формировании освещённого участка в виде узкого кольца на внутренней поверхности изделия, приёме и обработке изображения этого участка. Свет, рассеянный от внутренней поверхности объекта, попадает на матрицу камеры благодаря коническому зеркалу. Сканирование всей поверхности осуществляется посредством перемещения объекта вдоль оси (рис. 1).

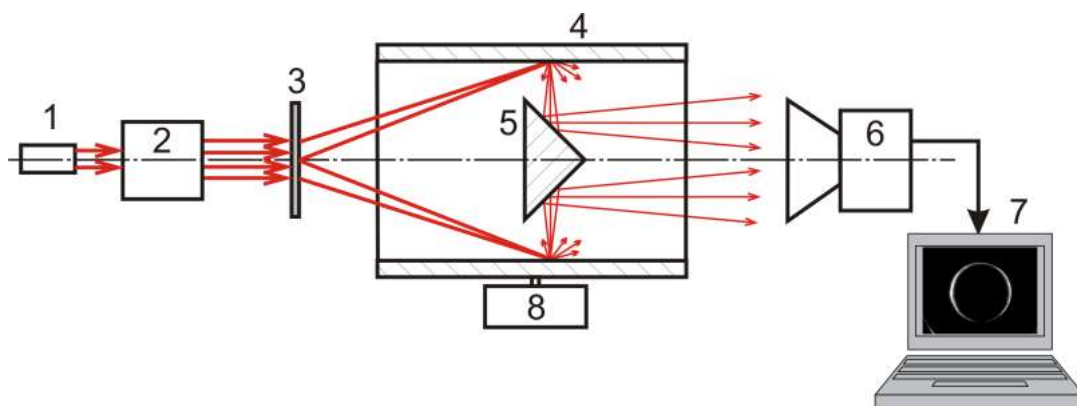


Рис. 1. Принцип контроля отверстий:

1 – лазер; 2 – коллиматор; 3 – ДОЭ; 4 – цилиндрический канал; 5 – коническое зеркало; 6 – камера; 7 – компьютер; 8 – устройство перемещения детали

В предлагаемом методе измерения важнейшей задачей является фокусировка светового пучка в узкое кольцо (рис. 2). В качестве такого оптического элемента был использован дифракционный фокусатор [5], со следующей фазовой функцией [6]:

$$\varphi(r) = -k\sqrt{f_0^2 + (r - r_0)^2}, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (1)$$

где r – полярный радиус, f_0 – фокусное расстояние, a – радиус фокусатора, r_0 – радиус кольца фокусировки.

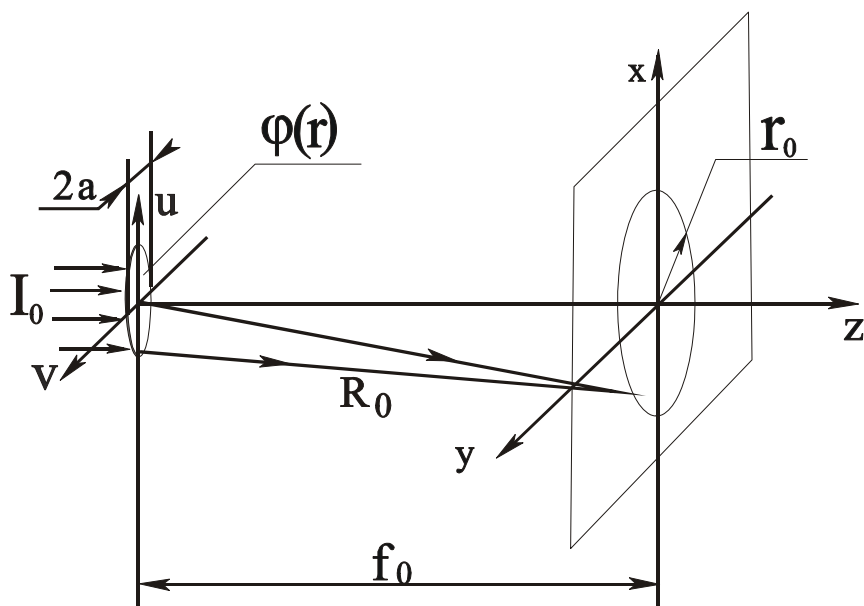


Рис. 2. Геометрия фокусировки в кольцо

Использование ДОЭ позволяет добиться высокой точности измерений и минимизации габаритов оптической схемы зонда.

Разработка зонда для 3D-сканирования отверстий

Разработана конструкция компактного зонда для бесконтактного контроля протяженных отверстий (рис. 3). В качестве источника света используется полупроводниковый лазер с волоконным выходом (длина волны 660 нм, мощность 80 мВт). Для введения излучения в зонд используется волоконный кабель 1, который прокладывается внутри и снаружи зонда и выводится в его центр - на оптическую ось. Расходящийся лазерный пучок коллимируется сферическим зеркалом 4 и освещает ДОЭ 3. Далее излучение выходит через окна 6 в корпусе зонда и попадает на контролируемое отверстие, формируя на его поверхности узкое световое кольцо. Наблюдение за освещенной поверхностью производится с помощью конического зеркала 5, линзы 7 и эндоскопа 8. Корпус зонда выполнен в виде трубки диаметром 10 мм и длиной более 1 м.

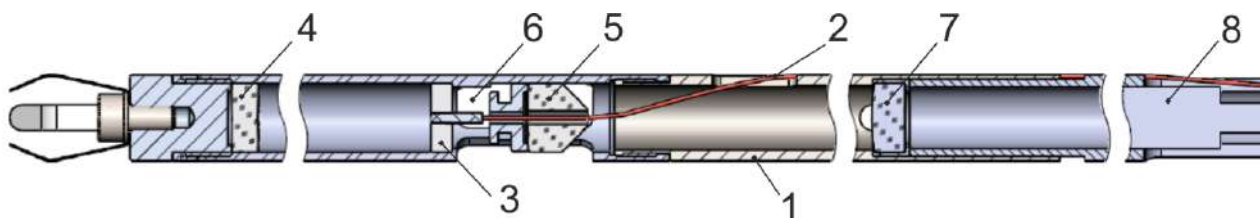


Рис. 3. Конструкция зонда:

1 – корпус, 2 – оптоволокно, 3 – ДООЭ, 4 – сферическое зеркало, 5 – коническое зеркало, 6 – окна в корпусе зонда, 7 - линза, 8 - эндоскоп

Разработанная оптическая схема зонда имеет высокую чувствительность к изменению геометрии контролируемого канала (около 4 мкм на 1 пиксель изображения) и позволяет сканировать отверстия диаметром от 12,6 до 13,2 мм. На рис. 4 приведены регистрируемые изображения канала ствола.

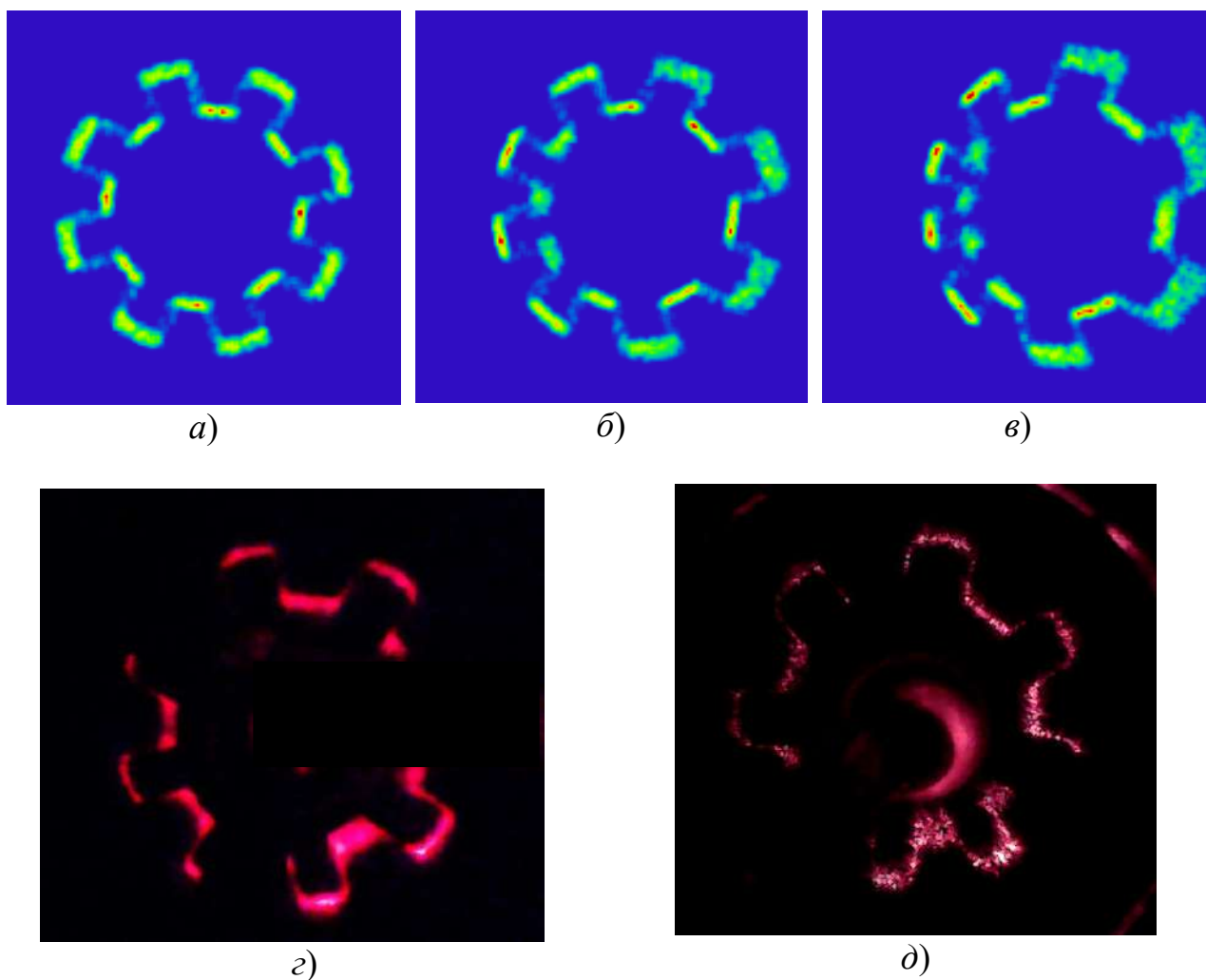


Рис. 4. Изображения кольцевой метки:

a), б), в) изображения, полученные путем моделирования при различных смещениях оси ствола (0; 0,1; 0,2 мм соответственно); *г)* реальное изображение при сканировании ствола; *д)* изображение кольцевой метки на стволе в статике

Для иллюстрации работы метода было проведено моделирование работы оптической системы зонда в непоследовательном режиме программного пакета Zemax. На рис. 4, а–в показано, как ведет себя изображение кольцевой метки при смещении (от 0 до 0,2 мм) оси канала нарезного ствола. Видно, что в несмещенном положении изображение представляет собой две концентрические сегментированные окружности разного диаметра. При смещении оси отверстия изображение кольцевой метки также смещается, и происходит её искажение. Путем соответствующей математической обработки можно вычислить как положение оси, так и диаметр, и овальность контролируемого канала [7, 8].

На рис. 4, г приведено реальное изображение кольцевой метки, полученное в процессе сканирования канала нарезного ствола. Видны три области, в которых метка экранируется на деталях корпуса зонда. Так как съемка осуществляется в движении спекл-шум на изображении не виден. Для сравнения на рис. 4, д приведено такое же изображение в статичном положении.

Установка для контроля прямолинейности канала ствола

В рамках работ с одним из оборонных предприятий РФ разработана, изготовлена и поставлена заказчику Установка для контроля прямолинейности канала ствола (шифр «Струна») (рис. 5).



Рис. 5. Общий вид установки «Струна»: 1 – линейный привод, 2 – блок оптический, 3 – рама, 4 – стойка управления, 5 – блок электроники, 6 – основание, 7 – опора

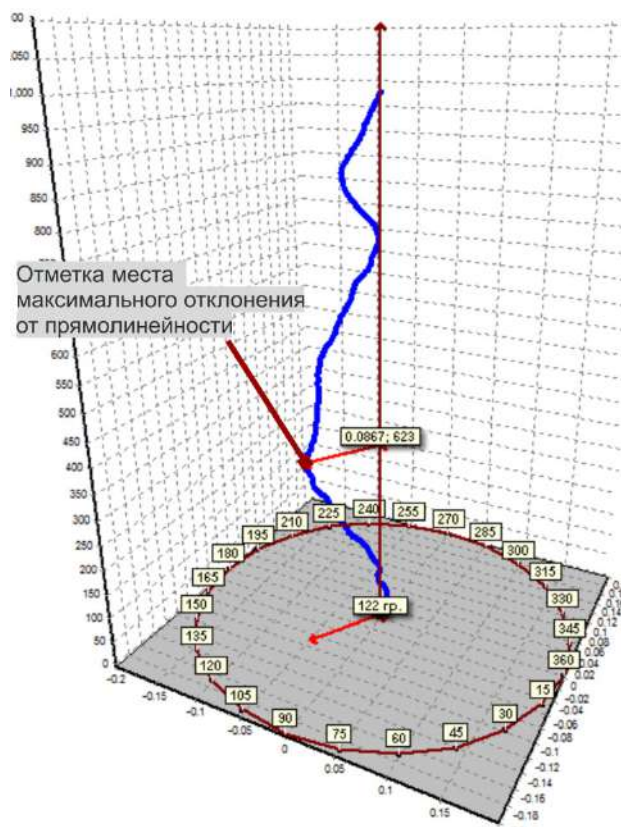


Рис. 6. Результаты сканирования канала ствола – 3D визуализация формы оси

Технические характеристики установки:

- контролируемые параметры:
- отклонение от прямолинейности оси канала ствола,
- диаметр;
- частота измерений – через каждые 2 мм;
- диаметр контролируемого канала 12,6÷13,2 мм;
- длина контролируемого участка - до 1200 мм;
- контролируемое отклонение от прямолинейности - до 0,35 мм;
- погрешность измерения геометрических параметров $\pm 0,004$ мм;
- время контроля одного изделия < 2 мин.

Было разработано программное обеспечение для установки «Струна», осуществляющее общее управление оборудованием и производящее обработку получаемых изображений кольцевой метки с последующим вычислением геометрических параметров измеряемых каналов.

В процессе измерения контролируемый ствол устанавливается вертикально и зажимается пневматическими центрирующими захватами. Затем производится его перемещение вверх по прецизионным направляющим. При этом зонд входит внутрь контролируемого канала и производит его сканирование световым кольцом по всей длине. За одно измерение регистрируется и обрабатывается порядка 300 изображений разрешением 640x480 пикс., по каждому из которых определяются отклонение оси отверстия и диаметр сечения. Результаты измерений выводятся оператору в виде 3D кривой, иллюстрирующей искривление оси канала. При этом указывается величина и координаты (по длине и углу) наибольшего отклонения оси. Эти данные используются затем для правки изделий с помощью специального пресса.

Были проведены испытания установки на образцах реальных стволов. В процессе испытаний проверялась повторяемость измерений. Для этого проводились многократные измерения изделий с поворотом по углу. В итоге повторяемость измерений составила ± 4 мкм.

Для общей оценки правильности измерений установки были проведены измерения изделий с намеренно внесенными искривлениями оси каналов. По показаниям установки проводилась последующая правка стволов под прессом. В результате удалось снизить искривление оси с величин 0,04 – 0,1 мм на базе 300 мм, до величин менее 0,02 мм. Проверка производилась проходными калибрами длиной 300 мм и диаметром меньше диаметра канала на соответствующую величину (0,01, 0,02, 0,03 мм). В настоящее время установка «Струна» находится в стадии внедрения на одном из оборонных предприятий РФ. Подана заявка и получен патент на изобретение [9].

Заключение

Разработана и изготовлена лазерная установка для бесконтактного автоматизированного контроля геометрических параметров каналов стволов нарезного стрелкового оружия.

В основу работы системы положен метод структурного освещения контролируемой поверхности световым кольцом, формируемым прецизионным дифракционным элементом. В установке применяется оригинальная оптическая схема в виде компактного зонда. Погрешность измерения геометрических параметров $\pm 0,004$ мм. В процессе измерения зонд вводится внутрь контролируемого канала и производится его 3D сканирование по всей длине. Установка используется для производственного контроля прямолинейности стволов нарезного оружия на разных стадиях их изготовления.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Иванов А. Д. Правка ружейных стволов. Теория и практика выпрямления погнутостей в гладких и нарезных стволах по теням их каналов. – М., 1928.
2. ZHOU Ren-bin, XIE Tie-bang. Measurement for Non-straightness and Muzzle Angle of Artillery Barrel Based on Laser Collimation Technology. 3rd International Symposium on Instrumentation Science and Technology Aug. 18~22, 2004, Xi'an, China. P. 2-0753 - 2-0753.
3. Соколов А. В., Вяткин М. Д., Головизнина Т. В., Спешков В. Г., Поляков В. Б., Шендеров И. Б., Дровнин М. И. Оптико-электронная система контроля прямолинейности глубоких отверстий // Практика приборостроения. 2002. – № 1. – С. 19-21.
4. Пат. 2245516 Российская Федерация, МПК7 G 01 C 11/30. Устройство контроля отверстий деталей / Ю. В. Чугуй, Л. В. Финогенов, П. С. Завьялов, В. Г. Никитин, А. Р. Саметов; заявитель и патентообладатель Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН.
5. Using diffractive optical elements for industrial products geometrical parameters inspection. P S Zavyalov, L V Finogenov, E S Zhimuleva, M S Kravchenko, D R Khakimov, K I Savinov, M V Savchenko, A V Beloborodov and V E Karlin. Journal of Physics: Conference Series, Volume 1096, Number 1. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1096/1/012009>.
6. Сойфер В. А. Методы компьютерной оптики / Ред. В. А. Сойфер. – М. : Физматлит, 2000. – 688 с.
7. Финогенов Л. В. Контроль геометрических параметров отверстий с использованием дифракционного кольцевого фокусатора. Автометрия. 2005. № 6. С. 23-31.
8. Inspection of holes parameters using a ring diffractive focuser / Yu. Chugui, L. Finogenov, V. Kiryanov, V. Nikitin, A. Sametov, P. Zavyalov // Photonics in Measurement: [Proc.], 23-24 June 2004, Frankfurt. – Düsseldorf: VDI Verlag GmbH, 2004. – P. 433-443. – (VDI-Berichte; № 1844).
9. Заявка на изобретение № 2019117493/28. Устройство для контроля отверстий деталей / заявитель Конструкт.-технол. ин-т научн. приборостр. СО РАН. – № 2019117493/28; заявл. 05.06.2019

© П. С. Завьялов, Д. Р. Хакимов, А. А. Гуцина, А. В. Ермоленко,
Д. В. Скоков, В. Ю. Сартаков, 2020

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА СТОЧНЫХ ВОД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАЛОГАБАРИТНОГО АТОМНО-АБСОРБЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА С ИСТОЧНИКОМ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

Никита Анатольевич Колосов

Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20, студент; Институт автоматки и электротметрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, тел. (923)248-54-21, e-mail: nikitoz2109@yandex.ru

Светлана Сергеевна Болдова

Институт автоматки и электротметрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1; ООО «ВМК-Оптоэлектроника», 630090 Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, инженер, тел. (953)792-96-94, e-mail: kurilsvet@gmail.com

Статья посвящена оценке аналитических возможностей малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра, отличающегося от традиционных атомно-абсорбционных приборов тем, что позволяет регистрировать весь спектр поглощения пробы за один цикл электротермической атомизации, тем самым существенно увеличивая производительность анализа.

Оценка аналитических возможностей разработанного прототипа производилась на примере анализа сточных вод, поскольку данный вид анализа имеет наименее жесткие требования к пределам обнаружения и количеству определяемых элементов, но при этом является важным объектом контроля.

На основании полученных результатов сделан вывод о том, что на настоящий момент малогабаритный атомно-абсорбционный спектрометр способен определять 9 из 32 нормируемых в сточных водах элементов с пределами обнаружения существенно ниже ПДК. Определение ещё 3 элементов будет возможно после увеличения разрешающей способности спектрометра до 22-24 пм.

Ключевые слова: атомно-абсорбционная спектрометрия (ААС), источник непрерывного спектра, многоэлементный анализ, сточные воды.

ASSESSMENT OF POSSIBILITY OF DETERMINATION ELEMENTAL COMPOSITION OF WASTEWATER USING SMALL-SIZE ATOMIC-ABSORPTION SPECTROMETER WITH CONTINUOUS SPECTRUM SOURCE

Nikita A. Kolosov

Novosibirsk State Technical University, 20, K. Marx Prospect, Novosibirsk, 630073, Russia, Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Academician Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia; student, phone (923) 248-54-21, e-mail: nikitoz2109@yandex.ru

Svetlana S. Boldova

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Academician Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia; LLC "VMK-Optoelektronika", 1, Academician Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, engineer, phone (953) 792-96-94, e-mail: kurilsvet@gmail.com

The article is devoted to the evaluation of analytical capabilities of a small-size atomic absorption spectrometer, which differs from traditional atomic absorption devices in that it allows to register

the whole absorption spectrum of the sample in one cycle of electrothermal atomization, thus significantly increasing the efficiency of the analysis.

The evaluation of the analytical capabilities of the developed prototype was based on the example of wastewater analysis, because this type of analysis has the least stringent requirements for detection limits and the number of elements to be determined, but is also a very important task.

Based on the results obtained, it has been concluded that a small-size atomic absorption spectrometer is capable of detecting 9 out of 32 elements normalized in wastewater with detection limits substantially below the MPC. Determination of another 3 elements will be possible after increasing the resolution of the spectrometer to 22-24 pm.

Key words: atomic-absorption spectral analysis (AAS), continuous spectrum source, simultaneous analysis of multielement samples, wastewaters.

Введение

Анализ бытовых, поверхностных и производственных сточных вод важная аналитическая задача [1-4]. Гигиенический норматив ГН 2.1.5.689-98 «Предельно допустимые концентрации (ПДК) химических веществ в воде водных объектов хозяйственно-питьевого и культурно-бытового водопользования» приводит перечень и ПДК нормируемых химических элементов (Al, Ba, Be, B, Br, V, Bi, W, Cd, Co, Si, Li, Mn, Cu, Mo, As, Na, Ni, Nb, Hg, Rb, Pb, Se, Ag, Sr, Sb, Tl, Ti, Te, P, F, Zn) концентрация которых может быть определена следующими методами: методом пламенной фотометрии [5], фотометрический методом [6], флуориметрический методом [7], методом традиционной атомно-абсорбционной спектроскопии с электротермической атомизацией [8-9], методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно связанной плазмой [10-11]. Большинство этих методов позволяет определять ограниченное число химических элементов, в связи с чем аналитические лаборатории вынуждены иметь в своём распоряжении большое число принципиально разных приборов. Использование методов, таких как атомно-эмиссионная спектроскопия с индуктивно связанной плазмой, позволяющих определять большое количество элементов с низкими пределами обнаружения, зачастую сильно удорожает себестоимость анализа, к тому же цена подобных приборов очень велика. На этом фоне качественно выделяется метод атомно-абсорбционной спектроскопии с источником непрерывного спектра [12-14]. Он позволяет определять подавляющее большинство нормируемых в сточных водах элементов одновременно, достигать относительно низких пределов обнаружения, не требует больших объёмов проб для анализа, за счёт отсутствия в конструкции с электротермическим атомизатором источников открытого пламени, имеет более низкие требования к обеспечению безопасности рабочего места, а так же, имеет сравнительно небольшую стоимость.

Разработанный прототип [15-16] имеет компактные размеры за счёт использования в его конструкции малогабаритного спектрального прибора «Колибри-2» [17-18], содержащего одну линейку фотодиодов и имеющего сравнительно невысокое разрешение.

Целью данной работы является оценка возможности применения малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра для решения задачи анализа сточных вод.

Методы и материалы

Схема установки

Принципиальная схема малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра приведена на рис. 1.

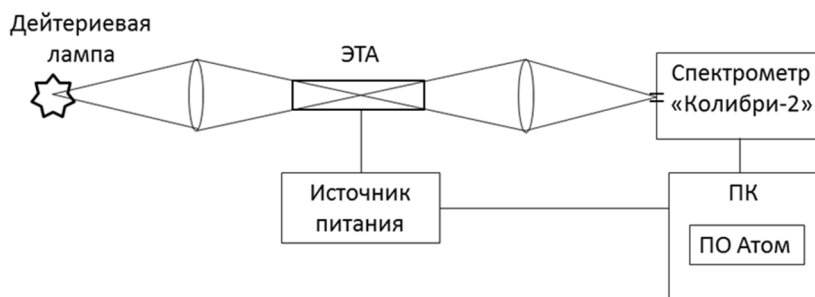


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Он включает в себя дейтериевую лампу в качестве источника непрерывного спектра [19], электротермический атомизатор [20] и спектральный прибор «Колибри-2» с рабочим спектральным диапазоном – 190-360 нм и разрешением 0,1 нм. Управление спектральным прибором и источником питания атомизатора осуществлялось через персональный компьютер с программным обеспечением «Атом 3.3».

Измерение и расчёт сигналов

Анализ производится путём дозирования в электротермический атомизатор (ЭТА) жидкой пробы, поочередно выполняются этапы сушки, озоления и атомизации. На этапе атомизации сухой остаток переводится в состояние атомного пара посредством быстрого нагрева до высоких температур [20-24]. Излучение дейтериевой лампы, проходя через поглощающий слой парообразных атомов, ослабляется на резонансных линиях элементов, содержащихся в пробе, и регистрируется спектральным прибором. На завершающем этапе производится очистка печи для дальнейшей работы.

Учет фонового поглощения и расчет сигналов поглощения аналитических линий подробно описан в статье [25]. Спектральный прибор регистрирует спектр источника излучения до атомизации (I_0) и во время атомизации (I). Поглощение вычисляется согласно формуле:

$$A = \lg \frac{I_0}{I}$$

Стандартные образцы

В связи с тем, что в нашем распоряжении отсутствовали стандартные образцы сточных вод, был приготовлен раствор, имитирующий своим элементным составом реальные сточные воды. Для этого использовались многоэлементный стандарт MerckCertipur® SP21 и смесь многоэлементных стандартов МЭС-2, МЭС-3, МЭС-4 производства НПП «Скат». Основным недостатком приготовленной пробы являлось несоответствие соотношения концентраций элементов реальным образцам сточных вод.

Пределы обнаружения

Для оценки пределов обнаружения (ПО) каждого химического элемента необходимо построить градуировочный график по аналитической линии. Градуировочный график представляет собой зависимость величины поглощения от концентрации стандартных образцов. Далее производится регистрация 10-ти «пустых» проб, т.е. не содержащая химических элементов. Значение сигнала равное утроенному СКО «пустых» проб отмечается на градуировочном графике каждого химического элемента и соответствует пределам обнаружения.

На рис. 2 представлен градуировочный график для аналитической линии серебра Ag 328, 068 нм. Для каждой точки приведены соответствующие концентрации, а также отмечены пределы обнаружения.

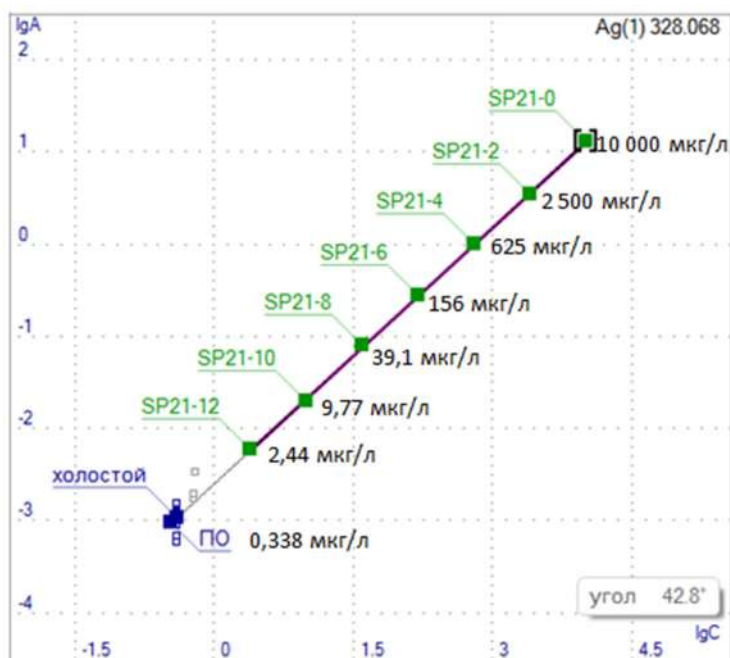


Рис. 2. Градуировочный график для серебра

Результаты

Величины предельно-допустимых концентраций и пределы обнаружения для указанных элементов

Отношение ПДК/ПО, приведённое в таблице, является критерием оценки возможности определения каждого из элементов. Малогабаритный атомно-абсорбционный спектрометр может применяться только для анализа тех элементов в сточных водах, для которых отношение ПДК/ПО ≥ 1 .

Отношение ПДК к пределам обнаружения

Наименование вещества	Обозначение	Длина волны, нм	ПДК, мкг/л	ПО, мкг/л	ПДК/ПО
Алюминий	Al	309,28	500	0,2	2336,4
Барий	Ba	307,16	0,1	63,8	0,002
Бериллий	Be	234,86	0,0002	0,1	0,002
Бор	B	249,77	500		
Бром	Br		200		
Ванадий	V	318,40	100	1,4	69,9
Висмут	Bi	223,06	10	3,3	3,1
Вольфрам	W	255,14	50		
Кадмий	Cd	228,80	1	0,6	1,6
Кобальт	Co	241,16	100	1,9	53,2
Кремний	Si	251,61	10000	34,3	291,5
Литий	Li	323,26	30	35,9	0,8
Марганец	Mn	279,48	100	0,2	598,8
Медь	Cu	327,40	1000	0,4	2518,9
Молибден	Mo	313,26	250		
Мышьяк	As	193,70	0,05		
Натрий	Na	330,24	200	3,2	62,5
Никель	Ni	232,00	0,1	2,0	0,05
Ниобий	Nb		0,01		
Ртуть	Hg	253,65	0,5		
Рубидий хлорид	RbCl		100		
Свинец	Pb	283,31	30	3,0	10,1
Селен	Se	196,03	10	17,7	0,6
Серебро	Ag	328,07	50	0,3	147,9
Стронций	Sr	242,81	7000	27,6	253,6
Сурьма	Sb	217,58	0,05	2,29	0,02
Таллий	Tl	276,79	0,0001	0,2	0,0005
Титан	Ti	306,67	100	2,9	34,5
Теллур	Te	214,28	0,01	41,3	0,0002
Фосфор	P		0,1		
Фтор	F		1200		
Цинк	Zn	213,86	1000	0,1	7692,3

Обсуждение

Из таблицы, следует, что элементы Al, V, Co, Mn, Cu, Na, Pb, Ag, Zn могут быть определены в составе многоэлементной пробы при концентрациях существенно ниже предельно допустимых.

Элементы Br, P и F не анализируются методом атомно-абсорбционной спектроскопии [26-27]. Анализ Hg с использованием аналитической линии на длине волны 253,65 не возможен в связи с серьёзным влиянием спектральных наложений линий Fe и Ni. Более того, карбидообразующие элементы B, Mo, Nb, Ti, W, возможно, Si, так же не поддаются прямому анализу в связи с высокой температурой разложения их карбидов, предположительно образующихся в процессе проведения анализа.

Определение мышьяка с использованием его аналитической линии As 193,70 нм, находящейся в области наибольшей концентрации молекулярных линий поглощения кислорода и азотистых соединений, невозможно.

Пределы обнаружения для Ba, Be, Ni, Sb, Se, Te и Tl не соответствуют требуемому уровню.

Анализ ряда элементов в составе многоэлементных проб с использованием малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра затруднён, в связи с прямым влиянием спектральных наложений. Данные по этим элементам приведены ниже. Идентификация спектральных помех производилась путём наложения спектров, полученных на малогабаритном атомно-абсорбционном спектрометре и спектров многоэлементной пробы М-5, зарегистрированных с использованием спектрометра, разрешающая способность которого порядка 10 пм.

Влияние спектральных наложений

На рис. 3 приведён пример спектральных наложений в спектрах многоэлементных проб. Линии элементов, разделённые в спектре с разрешением 10 пм (Ni 350,08; Ba 350,11; Co 350,22; Co 350,26) сливаются в одну широкую линию в спектре с разрешением 100 пм.

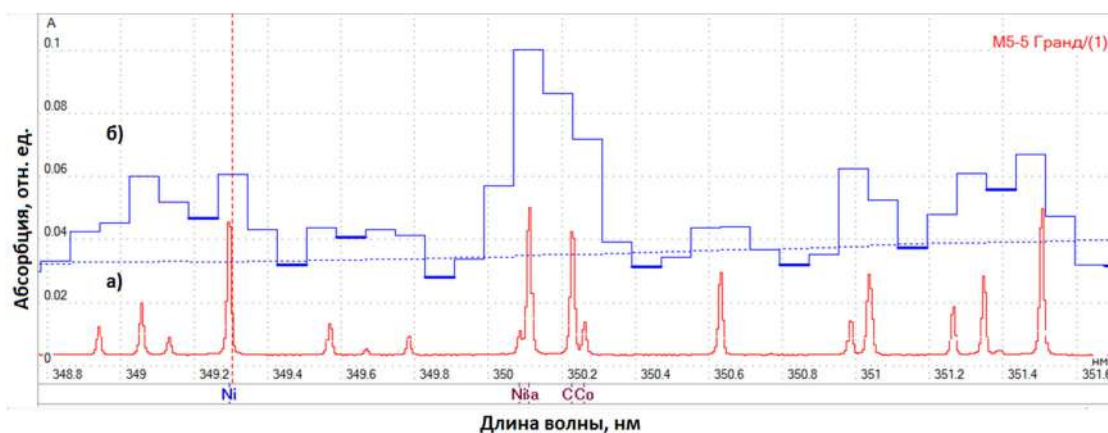


Рис. 3. Спектральные наложения. Спектр с разрешением 10 пм (а), с разрешением 100 пм (б)

Вследствие того, что производилась регистрация не стандартных образцов сточных вод, а пробы моделирующей их, необходимо было оценить степень влияния спектральных наложений на результаты определения Bi, Cd, Li, Se и Sr с учётом реальных концентраций этих элементов и элементов дающих спектральные наложения в сточных водах.

На рис. 4 приведено соотношение основной Li323,26 и мешающей Ni323,29 аналитических линий при одинаковой концентрации элементов в пробе. Как видно из соотношения линий в спектре с разрешением 10 пм, основной вклад в сигнал линии в спектре 100 пм даёт аналитическая линия лития.

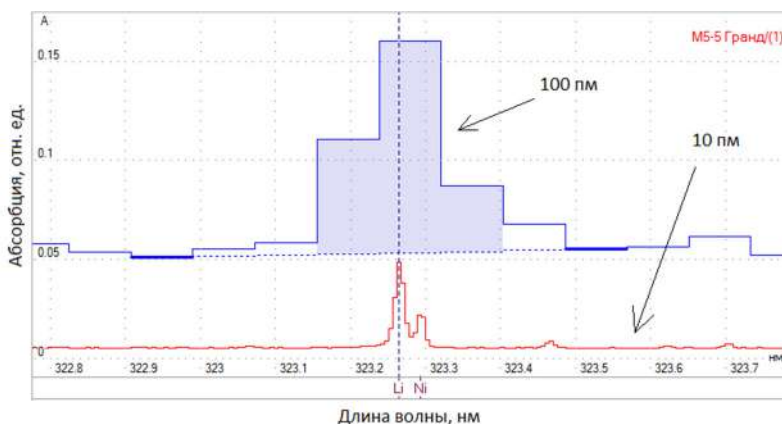


Рис. 4. Спектры с разрешением 10 пм и 100 пм в окрестностях аналитических линий Li323,2644 и Ni323,2932- 312,5 мкг/л

Однако в ситуации, когда концентрации лития и никеля в пробе будут 0,03 мг/л и 0,1 мг/л соответственно, что соответствует ПДК этих элементов в сточных водах, основной вклад в сигнал уширенной линии в спектре с разрешением 100 пм будет давать мешающая линия никеля (рис. 5). В результате этого будет возникать ошибка определения лития с использованием его аналитической линии на длине волны 323,2644 нм.

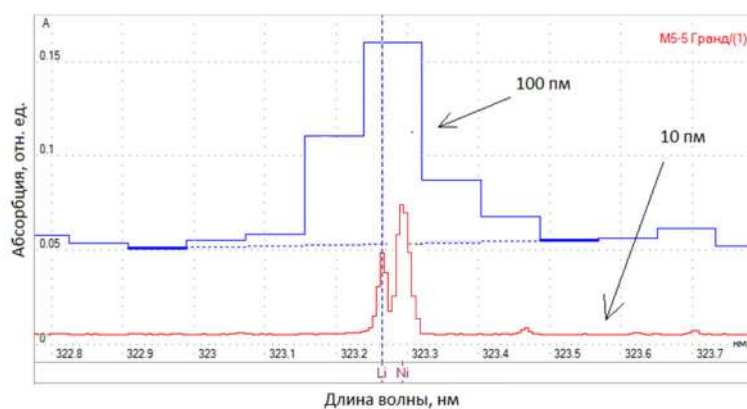


Рис. 5. Спектры с разрешением 10 пм и 100 пм в окрестностях аналитических линий Li 323,2644- 0,03 мг/л и Ni323,2932- 0,1 мг/л

В случае спектрального наложения линии $\text{Co}242,9226$ на основную аналитическую линию $\text{Sr}242,810$ проблем с анализом стронция не возникает ввиду того, что мешающая линия кобальта примерно в 400 раз слабее аналитической линии стронция с учётом того что концентрации стронция и кобальта будут равны предельно-допустимым для сточных вод.

Определение разрешения спектрального прибора, достаточного для анализа сточных вод

Путём анализа наиболее вероятных фактов спектральных наложений приводящих к невозможности анализа того или иного химического элемента, была выявлена необходимость увеличения разрешающей способности спектрального прибора «Колибри-2» в 4,2 раза, до значения 22-26 пм (рис.6). В качестве исходного выбирался спектр в окрестностях аналитической линии элемента подверженного влиянию спектральных наложений с разрешением 10 пм. Далее производилось постепенное снижение разрешения исходного спектра до момента, когда пропадает точка перегиба между основной и мешающей спектральными линиями.

В случае если модернизированный вариант спектрального прибора будет иметь разрешение близкое к требуемому, появится возможность определения Bi , Cd , и Li при концентрациях близких к ПДК.

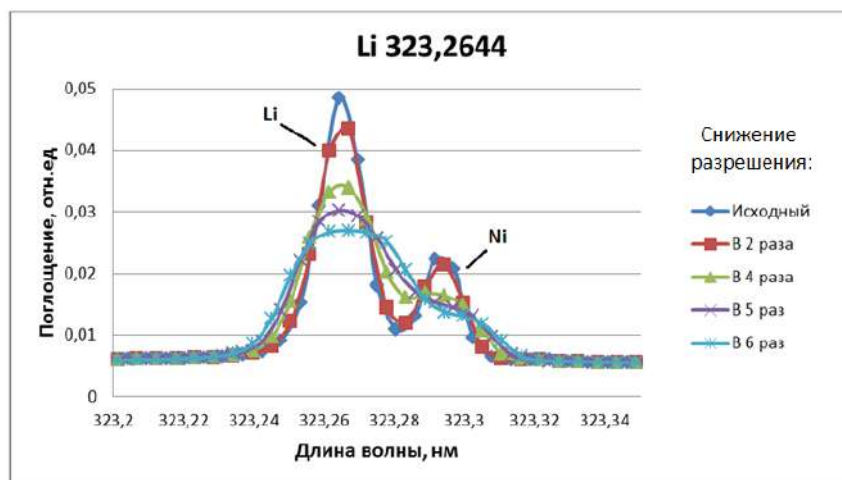


Рис. 6. Снижение разрешения исходного спектра в окрестностях аналитической линии Li 323,2644

Заключение

В существующей конфигурации экспериментальная установка малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра способна одновременно определять 9 элементов таблицы Менделеева с пределами обнаружения значительно ниже предельно-допустимых концентраций для этих элементов в сточных водах.

Проблему влияния спектральных помех может решить увеличение разрешающей способности спектрометра до значения 22-26 пм. При этом появится возможность дополнительно определять ещё 3 химических элемента с пределами обнаружения близкими к предельно-допустимым для сточных вод.

В настоящее время в лаборатории разрабатывается спектральный прибор, способный заменить «Колибри-2», не превосходящий его существенно по габаритам и позволяющий не отходить от концепции «настольного прибора», однако имеющий при этом разрешающую способность близкую к требуемой для устранения влияния спектральных наложений. Планируется его испытание на данной экспериментальной установке и оценка его аналитических характеристик.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Водохозяйственный словарь / Совет экономической взаимопомощи. — М., 1974
2. Гарин В. М., Клёнова И. А., Колесников В. И. Экология для технических вузов Серия «Высшее образование». Под ред. В. М. Гарина. Ростов н/Д:Феникс, 2003. — 384 с. ISBN 5-222-03768-1 стр. 145—175
3. Попов А. М., Румянцев И. С. Природоохранные сооружения. — М.: Колос, 2005. — 520 с.: ил. ISBN 5-9532-0262-8 стр. 72—74
4. Черкинский С. Н. Санитарные условия спуска сточных вод в водоемы. — М.: Стройиздат, 1977. — 224 с.
5. Полуэктов Н.С., Методы анализа по фотометрии пламени, 2 изд., М., 1967; Петерс Д., Хайес Дж., Хифтге Г., Химическое разделение и измерение, пер. с англ., кн. 1-2, М., 1978.
6. Марченко З., Фотометрическое определение элементов, пер. с польск., М., 1971; Булатов М.И., Калинин И.П., Практическое руководство по фотоколориметрическим и спектрофотометрическим методам анализа, 4 изд., Л., 1976; Пешкова В.М., Громова М.И., Методы абсорбционной спектроскопии в аналитической химии, М., 1976.
7. Новый справочник химика и технолога. Аналитическая химия, Ч.1 / Редкол.: Калинин И. П. и др. — СПб.: АНО НПО «Мир и семья», 2002. — 964 с.
8. Львов Б.В. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. — Москва: «Наука», 1966 — 392 с.
9. Пупышев А.А. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. Москва: Техносфера, 2009 — 784с.
10. Томпсон М., Уолш Д.Н. Руководство по спектрометрическому анализу с индуктивно-связанной плазмой. Пер. с англ. М.: Недра, 1988.
11. Чудинов Э.Г. Атомно-эмиссионный анализ с индукционной плазмой. М.: ВИНТИ, 1990.
12. Simultaneous Multi-Element Electrothermal Atomic Absorption Determination Using a Low Resolution CCD Spectrometer and Continuum Light Source: The Concept and Methodology, D.A. Katskov and G.E. Khanye, S. Afr. J. Chem., 2010, 63, 45-57
13. Кацков Д., Одновременное определение элементов в атомно-абсорбционной спектрометрии с электротермической атомизацией // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2019. Т.85, № 1.
14. D.A.Katskov. Low-resolution continuum source simultaneous multi-element electrothermal atomic absorption spectrometry: Steps into practice // Spectrochim. ActaPartB. 2015. V. 105 p. 25-37.
15. Болдова С.С., Путьмаков А.Н., Лабусов В.А., Боровиков В.М., Селюнин Д.О., Бейзель Н.Ф., Гуськова Е.А. О создании прибора для одновременного многоэлементного атомно-абсорбционного спектрального анализа на основе спектрометра высокой дисперсии и источ-

ника непрерывного спектра // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2015. Т. 81, № 1-II. С. 148-153.

16. С. С. Болдова, В. А. Лабусов, Д. А. Кацков, В. М. Боровиков, Д. О. Селюнин, А. С. Халфин. Атомно-абсорбционный спектрометр с непрерывным источником спектра для одновременного многоэлементного анализа // Применение анализаторов МАЭС в промышленности : материалы 15 междунар. симп., Академгородок, Новосибирск, 16–18 авг. 2016 г. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2016. – С. 166-170. - ISBN 978-5-7692-1509-4.

17. Лабусов В.А., Путьмаков А.Н., Саушкин М.С., Зарубин И.А., Селюнин Д.О. Многоканальный спектрометр «Колибри-2» и его использование для одновременного определения щелочных и щелочноземельных металлов методом пламенной фотометрии // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. Специальный выпуск, 2007, т. 73. С. 35–39.

18. Лабусов В.А., Зарубин И.А., Саушкин М.С., Селюнин Д.О. Малогабаритный спектрометр с низким уровнем фонового излучения // Труды IX Международной конференции «Прикладная оптика-2010» (Санкт-Петербург, Россия, 18–22 октября 2010), т. 1 (1). С. 188–190.

19. Deuteriumlamp (X2D2 lamp) L9518 [электронныйресурс]: <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/type/L9518/index.html> (дата обращения 26.03.2020)

20. Massmann H. Vergleich von atomabsorption und atomfluoreszenz in der graphitküvette // Spectrochim. Acta. Part B. 1967. V.23, № 4. P. 215-226.

21. Analytical methods for graphite tube atomizers / Ed. E. Rothery. Varian Australia Pty Ltd, 1988. 193 p.

22. Пупышев А.А. Теоретическая оценка температуры стадии пиролиза при электротермической атомизации проб // Ж. аналит. химии, 2000. Т. 55, №8. С. 790-798.

23. Хавезов И., Цалев Д. Атомно-абсорбционный анализ. Л.: Химия, 1983. 144 с.

24. Brown A.A. Atomic Absorption with electrothermal atomization. Phillips Scientific, 1989. 67 p.

25. Ващенко П.В., Болдова С.С., Лабусов В.А. Алгоритм обработки последовательностей атомно-абсорбционных спектров с непрерывным источником излучения // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2015. Т. 81, № 1-II. С. 153-157.

26. В. Welz, H. Becker-Ross, S. Florek and U. Heitmann, High-resolution Continuum Source AAS: The Better Way to do Atomic Absorption Spectrometry, Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2005.

27. В. Welz and M. Sperling, Atomic Absorption Spectrometry, 3rd edn., Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 1999.

© Н. А. Колосов, С. С. Болдова, 2020

ОБЪЁМНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ 3D АСИММЕТРИЧНОГО КРАЯ

Юрий Васильевич Чугуй

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, доктор технических наук, профессор, научный руководитель института, тел. (383)306-61-93, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru; Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, профессор; Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20, профессор

Применительно к размерному контролю 3D-объектов исследованы в аналитическом виде особенности формирования в дифракционно-ограниченной проекционной системе изображения объёмного асимметричного абсолютно поглощающего края – основного фрагмента толстых пластин постоянной толщины. Изучены структуры и профили интенсивностей в изображениях передней и задней граней соответственно при малых и больших апертурах оптической системы 3D-объекта для различных соотношений скоса объекта c , размера зоны Френеля $\delta \sim \sqrt{\lambda d}$ (λ – длина волны света, d – толщина объекта) и угловой апертуры оптической системы $2\theta_0$. Показано, что в случае, когда скос $c \ll \delta$ имеет место смещение профиля интенсивности изображения 3D-края, пропорциональное зоне Френеля и величине скоса. Получены и исследованы формулы для профиля изображений задней грани в случае сильных объёмных эффектов, когда глубина фокусировки системы много меньше толщины объекта. Полученные результаты находятся в согласии с результатами компьютерного моделирования.

Ключевые слова: дифракция Френеля и Фраунгофера, Фурье-оптика, пространственная фильтрация, изображения и спектры 3D-объектов, объёмный край, 3D размерный контроль.

VOLUMETRIC EFFECTS FOR IMAGE FORMATION OF 3D ASYMMETRIC EDGE

Yuri V. Chugui

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering SB RAS, 41, Russkaya St., Novosibirsk, 630058, Russia, D. Sc., phone: (383)306-61-93, e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru; Novosibirsk State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia, professor; Novosibirsk State Technical University, 20, K. Marx Prospekt, Novosibirsk, 630073, Russia, professor

The peculiarities for formation of the image of volumetric asymmetric absolutely absorbing edge (the main fragment of constant thickness thick plates) in a diffraction-limited projection system are investigated in analytical form applied to 3D-objects dimensional inspection. Structures and profiles of image intensities for front and back object sides are studied respectively at small and big apertures of the 3D-object optical system for various ratios of object bevel c , the Fresnel zone size $\delta \sim \sqrt{\lambda d}$ (λ – the light wavelength, d – object thickness) and an angular aperture of the optical system $2\theta_0$. It is shown that in case when the bevel $c \ll \delta$, the shift of intensity profile of the 3D-edge image, proportional to Fresnel's zone and bevel size, takes place. Formulas for the image profile of the back side are obtained and investigated in case of strong volumetric effects, when the focus-row depth of the system is much less than the object thickness. The obtained results are in good agreement with results of computer simulations.

Key words: Fresnel and Fraunhofer diffraction, Fourier-optics, spatial filtering, images and spectra of 3D-objects, volumetric edge, 3D dimensional inspection.

Введение

Разработка когерентно-оптических систем для бесконтактного контроля трёхмерных (3D) объектов с чёткой теневой проекции в виде толстых пластин постоянной толщины требует создания доступной для практики теории формирования пространственных спектров и изображений в таких системах. Теория должна адекватно описывать дифракционные явления и позволять путём обработки измерительной информации по определённым алгоритмам получать с высокой точностью геометрические характеристики 3D-объектов. Поскольку существующая теория Кирхгофа-Френеля, справедливая для одномерных и двумерных (плоских) объектов [1], может приводить к значительным погрешностям при применении её к 3D-объектам, а строгие [1, 2] и приближённые [3, 4] подходы для расчёта дифракционных явлений на таких объектах чрезвычайно сложны для инженерных применений, нами в [5] предложена конструктивная теория дифракционных явлений на объёмных телах – сравнительно простая (в математическом отношении), физически наглядная и в то же время достаточно точная. Она основана на модели эквивалентных диафрагм, согласно которой в случае абсолютно поглощающих объектов максимальный вклад в поле в дальней зоне вносят границы передней и задней граней 3D-объекта, при этом влияние внутренней плоской поверхности объекта предполагается пренебрежимо малым. Теория позволяет при расчётах полей применять приближение Кирхгофа-Френеля и хорошо согласуется с экспериментальными данными. В работе [6] нами изучены дифракционные явления на объёмном крае толстой пластины симметричного типа, у которой внутренняя плоская поверхность перпендикулярна внешним граням, расположенным перпендикулярно оптической оси. Путём численных расчётов в [7] исследованы дифракционные явления в более общем случае: на толстых пластинах асимметричного типа (со скосом). Внутренняя плоская грань у таких объектов не перпендикулярна к их внешним граням.

В настоящей работе в аналитическом виде представлены расчёты полей в изображениях передней и задней гранях указанных объектов. При расчётах использована предложенная нами в [5] аппроксимация френелевской функции (комплексного интеграла Френеля) в классе элементарных функций, которая описывает дифракционные явления на полуплоскости. Эта аппроксимация была успешно применена при анализе особенностей формирования изображений плоских объектов в пространственно-неинвариантной оптической системе [8], при исследовании в аналитическом виде её импульсного отклика [9].

Формирование и анализ изображений передней грани 3D-края

Изучим сначала особенности формирования изображений передней грани 3D абсолютно поглощающего асимметричного края. Такой объект является типичным элементом толстых пластин (рис. 1). Исследованию подлежали изображения таких тел с положительными (рис. 1, *а*), которые характеризуют степень асимметрии 3D-объекта, и отрицательными (рис. 1, *б*) скосами *с*. Модель такого

объекта с абсолютно поглощающей внутренней поверхностью можно представить в виде двух полуплоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии d (рис. 1, в, г). Она может быть охарактеризована следующими двумя граничными функциями:

$$f(x) = Y(x), \quad g(x_1) = Y(x_1 - c) \quad (1)$$

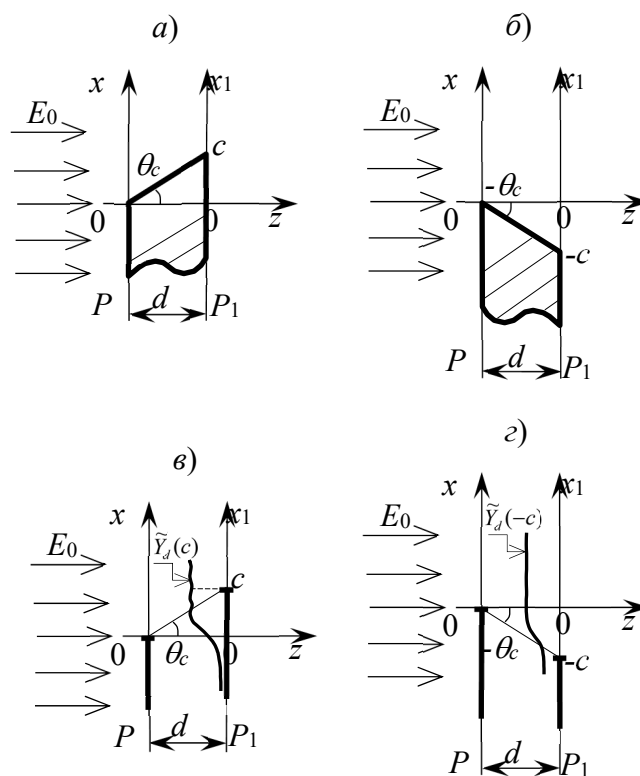


Рис. 1. 3D абсолютно поглощающий край с положительным ($c > 0$) и отрицательным ($c < 0$) скосами: соответственно сечения объектов (а, б) и модели в виде эквивалентных диафрагм (в, г)

На рис. 2 представлена схема стандартной когерентно-оптической системы 4F для формирования изображений 3D-объектов на базе двух Фурье-звеньев [10]. Исходный объект освещается плоской монохроматической волной света с длиной волны λ и амплитудой света E_0 . Он устанавливается так, чтобы его передняя грань совпадала с передней фокальной плоскостью P_1 объектива O_1 . Этим объективом в результате прямого преобразования Фурье в задней фокальной плоскости в виде распределения амплитуд и фаз света формируется дифракционная картина Фраунгофера $F(\theta)$ (θ – угол дифракции), которая соответствует полю, наблюдаемому в дальней зоне. Эту картину далее для краткости будем называть спектром 3D-объекта. Полученный спектр $F(\theta)$ фильтруется апертурной диафрагмой-фильтром с угловыми размерами $2\theta_0$. Прошедшее через фильтр

световое распределение далее объективом O_2 подвергается обратному преобразованию Фурье, в результате которого в задней фокальной плоскости P_3 объектива O_2 формируется отфильтрованное изображение передней грани 3D-края толстой пластины, а в плоскости P_4 – изображение её задней грани. Далее в этом разделе будем полагать, что апертура системы $2\theta_0$ много меньше критического угла дифракции $\theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$, при котором наиболее полно проявляются объёмные эффекты. Иными словами, в этом случае глубина фокусировки системы $\Delta d = \lambda/\theta^2$ много больше толщины объекта: $\Delta d = \lambda/\theta^2 \gg d$.

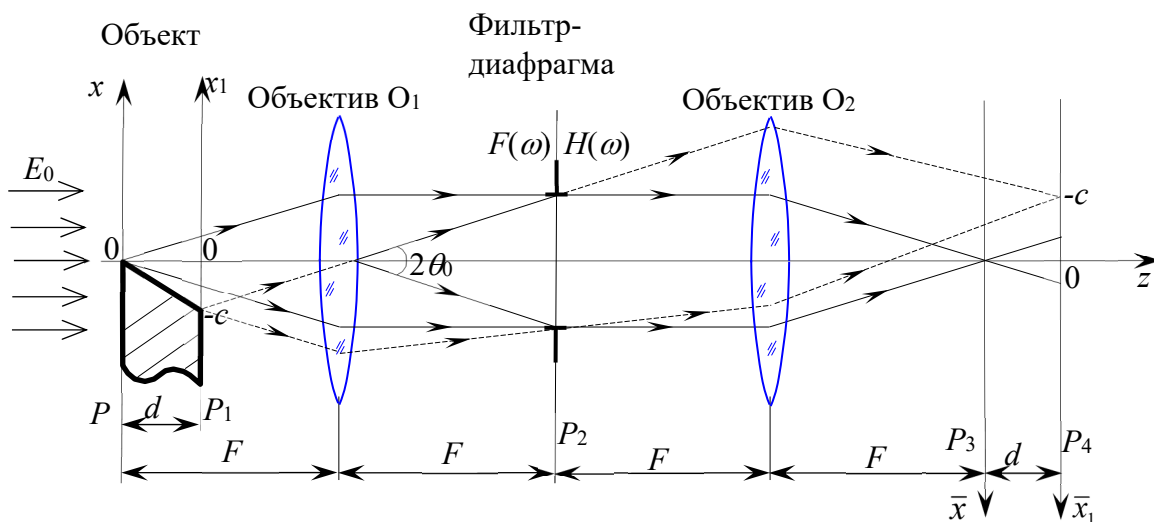


Рис. 2. Схема когерентно-оптической проекционной системы 4F для формирования изображения объектов

При дальнейших расчётах воспользуемся полученной в [2] формулой для спектра $F(\theta)$ (нормированного на E_0) 3D асимметричного абсолютно поглощающего края:

$$F(\theta) = \pi\delta(k\theta) + (jk\theta)^{-1} \left[\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c) + \tilde{Y}_d(c) e^{-jk\theta c} e^{jk\theta^2 d/2} \right], \quad (2)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $k = 2\pi/\lambda$, а $\tilde{Y}_d(x) = \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\lambda d}} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(\xi) e^{j\frac{k}{2d}(x-\xi)^2} d\xi$

и $\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta) = \frac{e^{-j\pi/4}}{\theta_{кр}} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(\varphi) e^{jk(\theta-\varphi)^2 d/2} d\varphi$ – интегралы Френеля в комплексном виде (далее

для краткости – френелевские функции) соответственно в координатном и угловом представлениях [10–12]. Проанализируем спектр (2). Первый его член описывает проходящую (недифрагированную) волну света, второй – первичную дифракцию на передней грани с последующим виньетированием дифрагированной волны задней гранью, а третий член соответствует вторичной дифракции света на задней грани.

Исследуем далее особенности формирования изображений двух типов 3D-объектов, у которых скос c мал по сравнению с размером зоны Френеля $\sqrt{\lambda d}$ ($c \ll \sqrt{\lambda d}$) и у которых он заметно превышает эту величину ($c \gg \sqrt{\lambda d}$). Отметим, что эти условия можно представить в следующем виде: $\theta_c / \theta_{кр} \ll 1$ и $\theta_c / \theta_{кр} \gg 1$.

Случай малых скосов. Изучим сначала первый случай, когда $c \ll \sqrt{\lambda d}$ (рис. 3, а), при условии, что угловая апертура $2\theta_0$ системы много меньше критического угла дифракции: $\theta_0 \ll \theta_{кр}$ ($N = \theta_{кр} / \theta_0 \gg 1$). В этом случае объёмные эффекты, как известно, выражены слабо [6]. При указанных выше условиях разность углов $\theta - \theta_c \ll \theta_{кр}$, что позволяет френелевскую функцию $\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c)$ линеаризовать следующим образом [6] (рис. 3, а):

$$\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c) = 0,5 + e^{-j\pi/4}(\theta - \theta_c) / \theta_{кр}$$

Аналогичное разложение выполним для функции $\tilde{Y}_d(x)$ при $x = c$:

$$\tilde{Y}_d(c) = 0,5 + e^{-j\pi/4}c / \sqrt{\lambda d} = 0,5 + e^{-j\pi/4}\theta_c / \theta_{кр}$$

После подстановки разложений в выражение (2) с учётом, что $c \ll \lambda / \theta_0$, для спектра $F(\theta)$ в линейном приближении можно получить следующее выражение:

$$F(\theta) = \pi\delta(k\theta) + (jk\theta)^{-1} - e^{j\pi/4}\sqrt{\lambda d} / (2\pi) - 0,5c \quad (3)$$

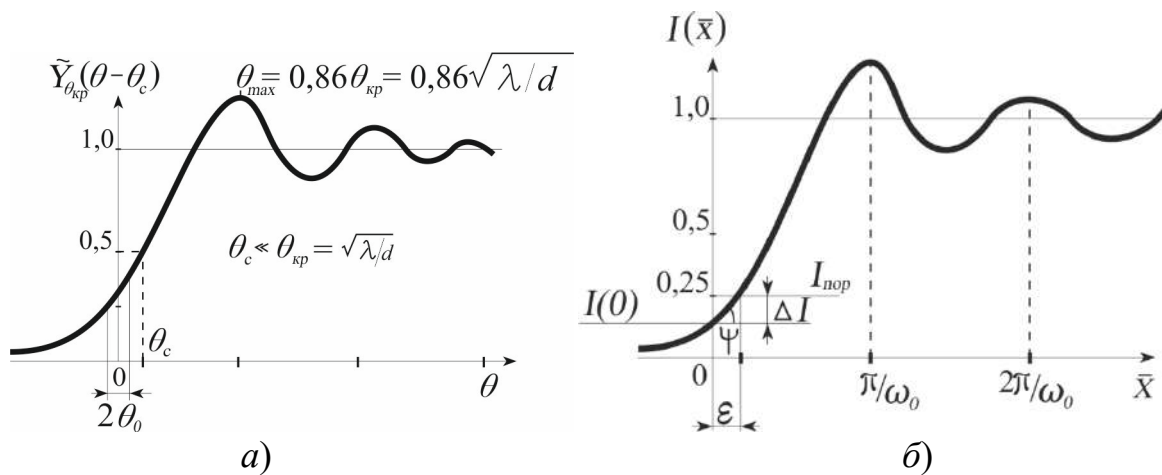


Рис. 3. Формирование изображения передней грани 3D-края с малым скосом $c \ll \sqrt{\lambda d}$:

смещённая френелевская функция $\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c)$ на угол скоса $\theta_c = c / d \ll \theta_{кр}$ (а)

и профиль интенсивности изображения 3D-края при $c \ll \sqrt{\lambda d}$ (б)

Используя (3), нетрудно получить распределение амплитуды поля $f_{\omega_0}(\bar{x})$ в изображении передней грани после фильтрации спектра апертурной диафрагмой-фильтром (рис. 2), выступающей в качестве низкочастотного фильтра пространственных частот с передаточной функцией $H(\omega) = \text{Rect}(\omega / (2\omega_0))$, где $\omega = k\theta$ – пространственная частота, а $2\omega_0 = 2k\theta_0$ – ширина полосы частот, пропускаемых фильтром:

$$f_{\omega_0}(\bar{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)H(\omega) \cdot e^{j\omega\bar{x}} d\omega = \Phi(\bar{x}) - \left[\frac{e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d}}{2\pi} + 0,5c \right] \frac{\sin(\omega_0\bar{x})}{\pi\bar{x}}, \quad (4)$$

где $F(\omega)$ – спектр объекта в зависимости от пространственной частоты ω , функция $\Phi(\bar{x}) = Y(\bar{x}) \otimes \frac{\sin(\omega_0\bar{x})}{\pi\bar{x}}$ описывает распределение амплитуды поля в дифракционно-ограниченном изображении полуплоскости. Соответственно распределение интенсивности света $I(\bar{x})$ (нормированное на $I_0 = E_0^2$), в плоскости P_3 системы согласно (4) изменяется по закону:

$$I(\bar{x}) = |f_{\omega_0}(\bar{x})|^2 = \Phi^2(\bar{x}) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{\sqrt{2\pi}} \Phi(\bar{x}) \frac{\sin(\omega_0\bar{x})}{\pi\bar{x}} - c\Phi(\bar{x}) \frac{\sin(\omega_0\bar{x})}{\pi\bar{x}} \quad (5)$$

Определим теперь смещение профиля интенсивности $I(\bar{x})$ в изображении края (рис. 3, б), воспользовавшись тем, что значение (нормированное) интенсивности в точке $\bar{x} = 0$, соответствующей геометрической границе полуплоскости ($d = 0$), равно $I_{d=0}(\bar{x} = 0) = 0,25$. Именно эта величина ($I_{\text{пор}} = 0,25$) положена в основу порогового алгоритма нахождения геометрического положения границы объекта. Из выражения (5) нетрудно получить значение интенсивности $I(0)$ для толстого края ($d \neq 0$):

$$I(0) \approx 0,25 - \frac{\sqrt{\lambda d} \omega_0}{2\pi^2 \sqrt{2}} - \frac{c \omega_0}{2\pi} \quad (6)$$

Для того чтобы найти смещение ε профиля изображения 3D-края, учтём, что угол наклона кривой ψ в точке $x = 0$ связан с ω_0 следующим выражением: $\text{tg } \psi = \omega_0 / \pi$ [6]. Так как $\varepsilon = \Delta l / \text{tg } \psi$ (рис. 3, б), где $\Delta l = I(0) - I_{d=0}(0)$, то для приведённого к размеру зоны Френеля $\sqrt{\lambda d}$ смещения ε получаем следующую формулу:

$$\hat{\varepsilon} = -0,11 - 0,5c / \sqrt{\lambda d} = -0,11 - 0,5\hat{c}, \quad (7)$$

существенно, что при нахождении смещения края указанным пороговым алгоритмом возникает систематическая погрешность, равная ε . Она содержит посто-

янную составляющую $\varepsilon_0 = -0,11\sqrt{\lambda d}$, приводящую к смещению границы 3D-объекта в освещённую область (в конечном счете, к уменьшению размера объекта), а также переменную ε_c , прямо пропорциональную скосу c . Заметим, что с учётом указанного выше условия скос должен быть заметно меньше зоны Френеля, например, $c \sim 0,3\sqrt{\lambda d}$. Видно, что величина ε зависит от знака скоса c . В случае отрицательных значений скоса погрешность ε может быть равной нулю, что достигается при $c_{\text{омт}} = -0,22\sqrt{\lambda d}$. Если, например, толщина объекта $d = 1$ мм, а длина волны $\lambda = 0,5$ мкм ($\sqrt{\lambda d} = 22,4$ мкм), то постоянное смещение края $\varepsilon_0 = -2,5$ мкм, а значение скоса $c_{\text{омт}}$ составляет $-5,0$ мкм. При этом отношение $\theta_c / \theta_{\text{кр}} = c / \sqrt{\lambda d} \sim 0,22$, что согласуется с условием $c \ll \sqrt{\lambda d}$. Величина θ_0 должна быть выбрана заметно меньше $\theta_{\text{кр}}$.

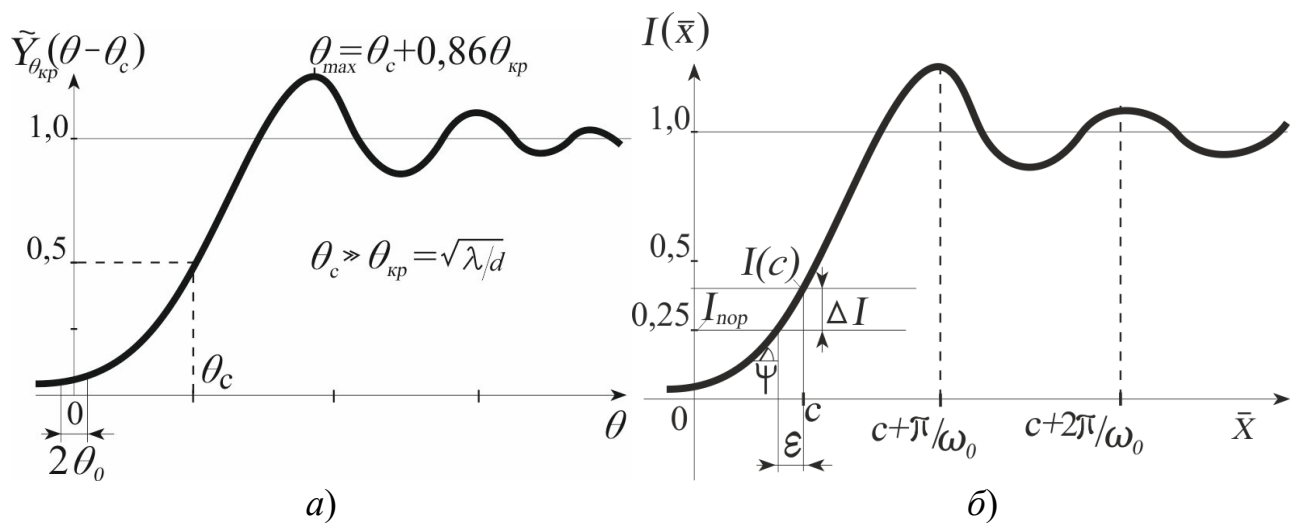


Рис. 4. Формирование изображения передней грани 3D-края с большим положительным скосом $c \gg \sqrt{\lambda d}$: смещённая френелевская функция $\tilde{Y}_{\theta_{\text{кр}}}(\theta - \theta_c)$ на угол скоса $\theta_c \gg \theta_{\text{кр}} \gg \theta_0$ (а) и профиль интенсивности изображения 3D-края при $c \gg \sqrt{\lambda d}$ (б)

Случай больших положительных скосов. Изучим далее структуру поля $F(\theta)$ в случае, когда скос c – положителен, а его величина значительно больше размера зоны Френеля (рис. 4, а), т.е. при $c \gg \sqrt{\lambda d}$ ($\theta_c \gg \theta_{\text{кр}}$). Для этих целей используем аппроксимацию френелевской функции $\tilde{Y}_d(x)$, предложенную нами в [5]:

$$\tilde{Y}_{\theta_{\text{кр}}}(\theta - \theta_c) \approx Y(\theta - \theta_c) - \frac{0,5e^{jk(\theta - \theta_c)^2 d/2}}{\beta e^{-j\pi/4}(\theta - \theta_c)/\theta_{\text{кр}} + \text{sgn}(\theta - \theta_c)}, \quad (8, a)$$

где $\text{sgn}(t)$ – знаковая функция [10], а параметр $\beta = 2$ при $x \ll \sqrt{\lambda d}$ и $\beta \rightarrow \pi$ при $x \gg \sqrt{\lambda d}$. Полагая по-прежнему, что $N \gg 1$, выражение для $\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c)$, с учётом что $\theta_0 \ll \theta_c$ (рис. 4, б), можно заметно упростить:

$$\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta - \theta_c) = -\frac{e^{j\pi/4} e^{-jk\theta} e^{jk\theta_c^2/2d}}{2\pi(\theta - \theta_c)/\theta_{кр}} \approx \frac{e^{j\pi/4} e^{-jk\theta} e^{jk\theta_c^2/2d}}{2\pi\theta_c^2} \theta_{кр} \left(1 + \frac{\theta}{\theta_c}\right)$$

Если далее функцию $\tilde{Y}_d(c)$ аппроксимировать как

$$\tilde{Y}_d(c) = 1 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi c} e^{j\pi/4} e^{jkc^2/2d}, \quad (8, б)$$

то с учётом, что $\theta_0 \ll \theta_c$, а $\theta_{кр}/\theta_0 \gg 1$ для спектра $F(\theta)$ можно получить следующее выражение:

$$F(\theta) = \pi\delta(k\theta) + \frac{1}{jk\theta} \frac{e^{j\pi/4} e^{-jk\theta} e^{jk\theta_c^2/2d}}{2\pi\theta_c/\theta_{кр}} \left(1 + \frac{\theta}{\theta_c}\right) + \frac{1}{jk\theta} \left[1 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi c} e^{j\pi/4} e^{jkc^2/2d}\right] e^{-jk\theta} = \pi\delta(k\theta) + \frac{e^{-jk\theta}}{jk\theta} + \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi^2 \hat{c}^2} e^{-j\pi/4} e^{jkc^2/2d} e^{-jk\theta} \quad (9)$$

В результате фильтрации спектра низкочастотным фильтром с полушириной полосы пространственных частот $\omega_0 \ll \omega_{кр} = k\theta_{кр} \ll \omega_c = k\theta_c$ ($\theta_0 \ll \theta_{кр} \ll \theta_c$) для амплитудного распределения поля в плоскости P_3 изображения передней грани (рис. 2) можно получить следующее выражение:

$$f_{\omega_0}(\bar{x}) = \Phi(\bar{x} - c) + \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi^3 \hat{c}^2} \frac{\sin[\omega_0(\bar{x} - c)]}{(\bar{x} - c)} e^{-j\pi/4} e^{jkc^2/2d} \quad (10)$$

Выражение для интенсивности света в изображении передней грани 3D-края $I(\bar{x}) = |f_{\omega_0}(\bar{x})|^2$ принимает следующий вид:

$$I(\bar{x}) = |f_{\omega_0}(\bar{x})|^2 \approx \Phi^2(\bar{x} - c) + \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi^3 \hat{c}^2} \Phi(\bar{x} - c) \frac{\sin[\omega_0(\bar{x} - c)]}{\bar{x} - c} \cdot \cos(\pi \hat{c}^2 - \pi/4) \quad (11)$$

Здесь первый член описывает профиль интенсивности в изображении задней полуплоскости, смещённой на величину скоса c . А это означает, что в исследуемом случае положительного скоса действующим краем оказывается граница задней грани. При этом наблюдается небольшое смещение профиля её изображения (второй член), которое однако заметно уменьшается при увеличении скоса \hat{c} .

Чтобы определить ожидаемое смещение профиля изображения ε задней грани, найдём значение интенсивности $I(\bar{x})$ в точке $\bar{x} = c$, соответствующей геометрическому положению границы задней грани в её изображении. Учитывая, что значение функции $\Phi(c) = 0,5$ для интенсивности $I(\bar{x})$ нетрудно получить следующее выражение:

$$I(\bar{x} = c) = 0,25 + \frac{\sqrt{\lambda d} \omega_0}{4\pi^3 \hat{c}^2} \cos(\pi \hat{c}^2 - \pi/4) \quad (12)$$

Определим теперь погрешность ε определения границы $\bar{x} = c$ при использовании порогового алгоритма с величиной порога $I_{\text{пор}} = 0,25$ (рис. 4, б). В этом случае $\Delta I = I(c) - 0,25$. В этом случае для приведённой погрешности $\hat{\varepsilon} = \varepsilon / \sqrt{\lambda d}$ можно получить следующую формулу:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{\hat{I}(c) - \hat{I}_{d=0}(0)}{\text{tg} \psi} = \frac{\hat{I}(c) - 0,25}{\omega_0 / \pi} = \frac{\cos(\pi \hat{c}^2 - \pi/4)}{4\pi^2 \hat{c}^2} \leq \frac{1}{4\pi^2 \hat{c}^2} \quad (13)$$

Видно, что изменение погрешности в зависимости от положения края носит колебательный характер, причём, как и следовало ожидать, эти колебания быстро затухают обратно пропорционально \hat{c}^2 .

Оценим величину ε при следующих параметрах объекта и световой волны: $d = 1$ мм, $\hat{c} = c / \sqrt{\lambda d} = 3$, $\lambda = 0,5$ мкм ($\delta = \sqrt{\lambda d} = 22,4$ мкм). Подставляя приведённые значения в (15), получим, что погрешность определения положения заднего края пренебрежимо мала: $\varepsilon = 0,06$ мкм.

Случай больших отрицательных скосов. Исследуем теперь структуру изображения 3D-края, когда скос $c \ll -\sqrt{\lambda d}$ (рис. 5). В этом случае функцию $\tilde{Y}_d(c)$ можно аппроксимировать следующим образом:

$$\tilde{Y}_d(c) = \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi|c|} e^{j\pi/4} e^{jkc^2/2d}$$

Так как ступенчатая функция $Y(\theta + |\theta_c|)$ при $\theta > -\theta_c$ будет равна 1, то с учётом, что $|\theta| \leq |\theta_c|$, выражение для спектра $F(\theta)$ принимает следующий вид:

$$F(\theta) = \pi\delta(k\theta) + \frac{1}{jk\theta} + \frac{1}{jk\theta} \left[-\frac{e^{j\pi/4} e^{jk\theta c} e^{jkc^2/2d}}{2\pi|\theta_c|/\theta_{\text{кр}}} \left(1 - \frac{\theta}{|\theta_c|} \right) + \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi|c|} e^{j\pi/4} e^{jkc^2/2d} e^{jk\theta c} \right] = \quad (14)$$

$$= \pi\delta(k\theta) + \frac{1}{jk\theta} + \frac{e^{-j\pi/4} e^{jkc^2/2d} e^{jk\theta c} \sqrt{\lambda d}}{4\pi^2 \hat{c}^2}$$

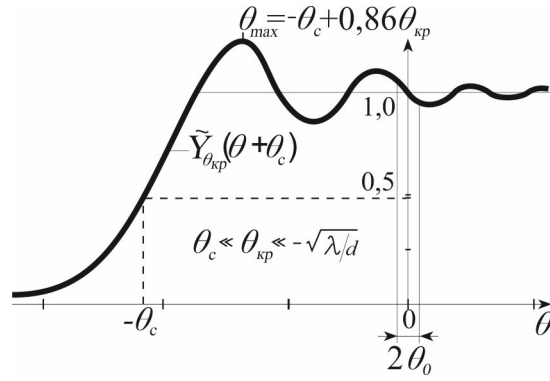


Рис. 5. Формирование изображения передней грани 3D-края с большим отрицательным скосом ($c < 0$), причём $|c| \gg \sqrt{\lambda d}$.

Френелевская функция $\tilde{Y}_{\theta_{кр}}(\theta + \theta_c)$ смещена в область отрицательных углов θ на величину θ_c

После низкочастотной фильтрации полученного спектра для амплитудного распределения поля в изображении 3D-объекта в плоскости P_3 имеем:

$$f_{\omega_0}(\bar{x}) = \Phi(\bar{x}) + \frac{e^{-j\pi/4} e^{jk^2/2d} \sqrt{\lambda d} \sin[\omega_0(\bar{x} + c)]}{4\pi^3 \hat{c}^2 (\bar{x} + c)} \quad (15)$$

Первый член $\Phi(\bar{x})$ в полученном изображении описывает профиль амплитуды в дифракционно-ограниченном изображении передней грани с граничной функцией $Y(x)$, соответствующей полуплоскости с границей в точке $x = 0$. Влияние на это поле задней грани, сдвинутой на величину $-|c|$ в тень (относительно оптической оси), представлено вторым членом. Можно видеть, что вклад этого члена в поле $\hat{f}_{\omega_0}(\bar{x})$ при увеличении скоса c , как и в случае $c > 0$, падает обратно пропорционально \hat{c} и, кроме того, дополнительно уменьшается в соответствии с падением функции $\sin[\omega_0(\bar{x} + c)]/(\bar{x} + c)$.

Используя (15), нетрудно найти распределение интенсивности в изображении 3D-объекта при указанных выше условиях:

$$I(\bar{x}) \approx \Phi^2(\bar{x}) + \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi^3 \hat{c}^2} \Phi(\bar{x}) \frac{\sin[\omega_0(\bar{x} + c)]}{\bar{x} + c} \quad (16)$$

Отсюда нетрудно установить, что погрешность определения границы передней грани (в точке $\bar{x} = c$) пороговым алгоритмом можно найти согласно следующему выражению:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{\pi \Delta I}{\omega_0} = \pi \frac{\hat{I}(0) - 0,25}{\omega_0} = \frac{\sin(\omega_0 c)}{4\pi^2 \hat{c}^2 \omega_0 c} \quad (17)$$

Из сравнения формул (17) и (13) следует, что влияние задней грани на изображение передней грани, благодаря множителю $\sin(\omega_0 c)/(\omega_0 c) < 1$, слабее, нежели в случае положительного скоса.

Формирование и анализ изображения задней грани 3D-объекта

Исследуем теперь особенности формирования изображения задней грани 3D абсолютно поглощающего асимметричного края в дифракционно-ограниченной системе, когда объемные эффекты выражены достаточно сильно: $\theta_0 \gg \theta_{кр}$ ($N \ll 1$). Будем исходить из известного выражения для поля задней грани [6]:

$$g(x_1) = \tilde{Y}_d(x_1) \cdot Y(x_1 - c) \quad (18)$$

Рассмотрим два случая, когда скос c достаточно мал по сравнению с размером зоны Френеля ($c \ll \sqrt{\lambda d}$ или $\theta_c \ll \theta_{кр}$), и когда он значителен ($c \gg \sqrt{\lambda d}$ или $\theta_c \gg \theta_{кр}$).

При **малых скосах**, воспользовавшись линейной аппроксимацией френелевской функции $\tilde{Y}_d(x_1)$ в окрестности $x_1 = 0$, а именно $\tilde{Y}_d(x_1) = 0,5 + e^{-j\pi/4} x_1 / \sqrt{\lambda d}$ (рис. 6), поле в плоскости P_1 можно представить в следующем виде:

$$g(x_1) = [0,5 + e^{-j\pi/4} x_1 / \sqrt{\lambda d}] Y(x_1 - c)$$

Используя это выражение, для амплитуды в дифракционно-ограниченном изображении задней грани получаем:

$$g_{\omega_0}(\bar{x}_1) = g(\bar{x}_1) \otimes h_{\omega_0}(\bar{x}_1) = [\tilde{Y}(\bar{x}_1) \cdot Y(\bar{x}_1 - c)] \otimes \sin \frac{(\omega_0 \bar{x}_1)}{\pi \bar{x}_1}, \quad (19)$$

где $h_{\omega_0}(\bar{x}_1) = \sin \frac{(\omega_0 \bar{x}_1)}{\pi \bar{x}_1}$ – импульсный отклик дифракционно-ограниченной системы, а \otimes – символ операции свёртки.

Как показывают расчёты, формулы для распределения амплитуд и интенсивностей имеют следующий вид:

$$g_{\omega_0}^{(1)}(\bar{x}_1) = 0,5\Phi(\bar{x}_1 - c) + \frac{e^{-j\pi/4} \bar{x}_1}{\sqrt{\lambda d}} \Phi(\bar{x}_1 - c) - \frac{e^{j\pi/4} \cos[\omega_0(\bar{x}_1 - c)]}{\pi \sqrt{\lambda d} \omega_0} \quad (20)$$

$$I(\bar{x}_1) \approx 0,25\Phi^2(\bar{x}_1 - c) + \frac{\bar{x}_1}{\sqrt{2\lambda d}} \Phi^2(\bar{x}_1 - c) - \frac{\Phi(\bar{x}_1 - c) \cos[\omega_0(\bar{x}_1 - c)]}{\pi \sqrt{2\lambda d} \omega_0} \quad (21)$$

Важно подчеркнуть, что полученные распределения справедливы при сформулированном нами ранее условии: $\theta_0 \gg \theta_{кр}$ ($N \ll 1$). Это означает, что характерный размер импульсного отклика системы $\Delta \sim \lambda / \theta_0$ много меньше размера зоны Френеля: т.е. $\Delta \ll \delta = \sqrt{\lambda d}$ (рис. 6). В этом случае глубина фокусировки системы Δz много больше толщины объекта d , т.е. $\Delta z \sim \lambda / \theta^2 \gg d$.

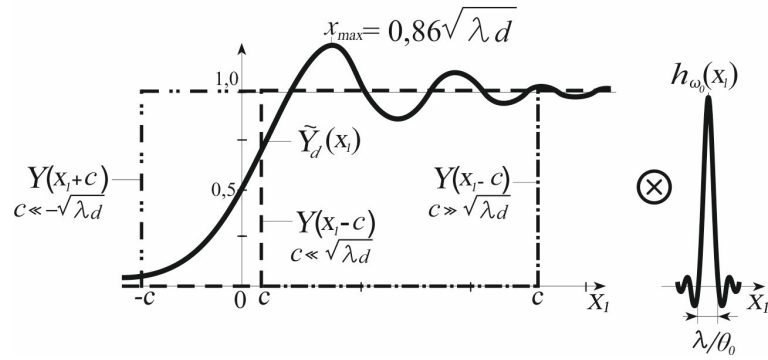


Рис. 6. К формированию изображения задней грани 3D-края при различных скосах c : исходное поле в плоскости задней грани (P_1) при малых скосах $c \ll \sqrt{\lambda d}$, при больших положительных скосах $c \gg \sqrt{\lambda d}$ и больших отрицательных скосах $c < 0$, причём $|c| \gg \sqrt{\lambda d}$, $\tilde{Y}_d(x_1)$ – френелевское изображение передней грани в плоскости P_1 (рис. 2), $Y(x_1 - c)$ и $Y(x_1 + c)$ – ступенчатые функции, смещённые на величину c и $-c$, $h_{\omega_0}(x_1)$ – импульсный отклик дифракционно-ограниченной системы

Найдём далее значение интенсивности света в точке $\bar{x}_1 = c$:

$$I(c) \approx 0,0625 + \frac{c}{4\sqrt{2\lambda d}} + \frac{1}{2\pi\sqrt{2\lambda d}\omega_0} \quad (22)$$

Для определения смещения края и соответственно погрешности ε воспользуемся прежней процедурой:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\lambda d}} = -0,093N + \frac{\hat{c}}{8\sqrt{2}}N + \frac{N^2}{8\sqrt{2}\pi^2} = -0,093N + 0,09\hat{c}N - 0,009N^2 \quad (23)$$

Существенно, что, так как в рассматриваемом случае $\hat{c} \ll 1$, то основной вклад в погрешность согласно (23) даёт первый член, не зависящий от скоса. Его вклад в погрешность можно заметно снизить, если выбрать порог не на уровне 0,25 (как это мы делали до этого), а на уровне 0,0625, который учитывает постоянную составляющую (равную 0,5) в распределении $\tilde{Y}_d(x)$, освещающем заднюю грань. С учётом этого первый член в (23) будет с хорошей точностью равен нулю. В этом случае при смещении края на величину c погрешность определения его положения растёт прямо пропорционально этой величине и, например, при $\hat{c} = c/\sqrt{\lambda d} = 0,3$ и $N = 0,3$ значение ε при $d = 10$ мм равно 0,6 мкм (при $c = 0$ погрешность ε практически отсутствует).

Исследуем далее случай 3D-края *с большим положительным скосом* ($c \gg \sqrt{\lambda d}$). Аппроксимированная френелевская функция для такой ситуации согласно (8, а) с учётом $\beta = \pi$ может быть представлена в следующем виде (рис. 6):

$$\tilde{Y}_d(x_1) \approx Y(x_1) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi x_1} e^{j\pi/4} e^{jkx_1^2/2d}$$

Соответственно выходное распределение поля $g_{\omega_0}(x)$ в дифракционно-ограниченном изображении задней грани можно найти из следующего выражения:

$$\begin{aligned} g_{\omega_0}(\bar{x}_1) &= [\tilde{Y}_d(\bar{x}_1)Y(\bar{x}_1 - c)] \otimes \frac{\sin(\omega_0 \bar{x}_1)}{\pi \bar{x}_1} = \\ &= \Phi(\bar{x}_1 - c) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi} e^{j\pi/4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{jk\xi^2/2d}}{\xi} Y(\xi - c) \sin \frac{[\omega_0(\bar{x}_1 - \xi)]}{\pi(\bar{x}_1 - \xi)} d\xi \end{aligned}$$

При вычислении этого интеграла учтём, что при $\sqrt{\lambda d} \gg \lambda / \theta_0$ ($\theta_{sp} / \theta_0 = N \ll 1$) член $e^{jk\xi^2/2d}$ слабо меняется в пределах характерного размера $\Delta = \lambda / \theta_0$ функции $\frac{\sin(\omega_0 \bar{x}_1)}{\pi \bar{x}_1}$ и его можно вынести из подынтегрального выражения. В результате для амплитудного распределения $g_{\omega_0}(\bar{x}_1)$ получаем:

$$g_{\omega_0}(\bar{x}_1) = \Phi(\bar{x}_1 - c) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi} e^{j\pi/4} \frac{e^{jk\bar{x}_1^2/2d}}{\bar{x}_1} \Phi(\bar{x}_1 - c) \quad (24)$$

Соответственно для распределения интенсивности света в изображении задней грани (при сохранении основных членов) имеем:

$$I(\bar{x}_1) = |g_{\omega_0}(\bar{x}_1)|^2 = \Phi^2(\bar{x}_1 - c) \left[1 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{\pi \bar{x}_1} \cos(k\bar{x}_1^2/2d + \pi/4) \right]. \quad (25)$$

Значение интенсивности в точке $\bar{x}_1 = c$ равно:

$$I(\bar{x}_1 = c) = 0,25 - \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi c} \cos\left(k \frac{c^2}{2d} + \frac{\pi}{4}\right) = 0,25 - \frac{\cos(\pi\hat{c}^2 + \pi/4)}{4\pi\hat{c}} \quad (26)$$

Систематическая приведённая погрешность определения положения границы края 3D-объекта будет равна:

$$\hat{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\lambda d}} = \frac{\Delta I \lambda}{2\sqrt{\lambda d} \theta_0} = \frac{(I(c) - 0,25)\lambda}{2\sqrt{\lambda d} \theta_0} = -\frac{N}{8\pi\hat{c}} \cos(\pi\hat{c}^2 + \pi/4). \quad (27)$$

И, например, при $\hat{c} = 3$ и $N = 0,3$ максимальное значение приведённой погрешности не превышает $-0,015$, что при толщине объекта $d = 10$ мм составляет $\varepsilon = -1$ мкм.

Из сравнения (27) с выражением (13) для погрешности определения положения края в изображении передней грани следует, что в рассматриваемом случае погрешность нахождения задней грани убывает медленнее (обратно пропорционально c), что объясняется сильным влиянием объёмных эффектов при углах $\theta_0 \gg \theta_{кр}$.

Для 3D-края с **большим отрицательным скосом** ($c < 0$, $c \ll -\sqrt{\lambda d}$), когда задняя грань находится в тени (рис. 6), френелевская функция $\tilde{Y}_d(x)$ затухает согласно выражению (8, б) по закону:

$$\tilde{Y}_d(x_1) = \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi|x_1|} e^{j\pi/4} e^{jkx_1^2/2d}$$

В этом случае амплитуда распределения поля в плоскости задней грани P_1 изменяется следующим образом:

$$g(x_1) = \tilde{Y}_d(x)Y(x_1 + c) = \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi|x_1|} e^{j\pi/4} e^{jkx_1^2/2d} Y(x_1 + c)$$

Исходя из этого, для амплитудного распределения в дифракционно-ограниченном изображении задней грани имеем:

$$g_{\omega_0}(\bar{x}_1) = \frac{\sqrt{\lambda d}}{2\pi|x_1|} e^{j(kx_1^2/2d + \pi/4)} \Phi(\bar{x}_1 + c) \quad (28)$$

Соответственно распределение интенсивности света:

$$I(\bar{x}_1) = \frac{\lambda d}{4\pi^2 x_1^2} \Phi^2(\bar{x}_1 + c), \quad (29)$$

а значение интенсивности в точке $\bar{x}_1 = c$, соответствующей геометрическому положению границы смещённой полуплоскости в её изображении, равно:

$$I(\bar{x}_1 = c) = \frac{1}{16\pi^2 \hat{c}^2} \quad (30)$$

Видно, что интенсивность поля в изображении задней грани, находящейся в теневой области, быстро падает обратно пропорционально \hat{c}^2 и, например, при $\hat{c} = 3$ она составляет 0,07 % от интенсивности волны, освещающей объект. Таким образом, информация о задней грани, находящейся в тени на расстоянии c , равным нескольким зонам Френеля, практически исчезает. Более того, в выходной плоскости системы не наблюдается также и изображения передней грани в силу его сильной расфокусировки при большой апертуре оптической системы $\theta_0 \gg \theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$, при которой глубина фокусировки системы Δd много меньше толщины объекта: т.е. $\Delta d \sim \lambda/\theta^2 \ll d$.

Сравнение полученных оценок с результатами компьютерного моделирования

В работе [7] путём компьютерных расчётов получены профили изображений 3D абсолютно поглощающего асимметричного края при различных значениях приведённого скоса $\hat{c} = c / \sqrt{\lambda d}$. На рис. 7, а приведены графики профиля интенсивности в изображении передней грани объекта в дифракционно-ограниченной проекционной системе при параметре объёмности $N = 2$. Можно видеть, что в случае, когда задняя грань находится в тени передней грани ($\hat{c} = -0,5$), профиль изображения передней грани толстого края практически не отличается от случая тонкого края ($d = 0$). При положительных скосах c имеет место смещение профиля изображения на величину, в точности равную параметру c .

На рис. 7, б, в приведены графики поведения погрешности ε определения границы 3D-края в зависимости от скоса \hat{c} . Погрешность определялась методом пороговой обработки (на уровне 25 %) профилей выходных распределений интенсивности. При этом она определялась по формуле $\hat{\varepsilon} = \hat{x}_{реал} - \hat{x}_{тен}$, где $\hat{x}_{реал}$ – вычисленное приведённое значение (к $\sqrt{\lambda d}$) координаты границы грани, а $\hat{x}_{тен}$ – приведённое значение координаты «теневого» действующего края (при «схлопывании» толстого края до нулевой толщины $d = 0$), причём $\hat{x}_{тен} = 0$ при $c < 0$ и $\hat{x}_{тен} = \hat{c}$ при $c > 0$. Вычисления выполнялись для изображений передней (рис. 7, б) и задней (рис. 7, в) граней. В первом случае значение параметра N были выбраны следующими: 0,8; 1; 3. Видно, что ошибка нахождения координаты передней грани границы 3D-края уменьшается при увеличении N . Можно показать, что она находится в интервале $-0,2 / N \leq \varepsilon \leq (2\sqrt{2}\pi)^{-1}$ [7]. Отметим, что для симметричного края ($c = 0$) абсолютная погрешность его смещения $|\varepsilon| = 0,11\sqrt{\lambda d}$, что согласуется с ранее полученными результатами. Видно, что поведение погрешности при $c > 0$ носит колебательный характер с затуханием $\sim c^{-2}$, причём для $c < 0$ (задняя грань находится в тени) погрешность ε затухает достаточно быстро. Это согласуется с полученными нами теоретическими расчётами. В случае задней грани значения N выбирались равными: 0,8 и 1,5 (рис. 7, в). При $c > 0$ колебания затухают медленнее (нежели в предыдущем случае) по закону c^{-1} , что находится в соответствии с полученными нами теоретическими результатами. Максимальная погрешность определения границы задней грани имеет место при $c = 0$.

Таким образом, можно видеть хорошее согласие полученных аналитических оценок с результатами компьютерного моделирования полей в изображениях 3D абсолютно поглощающего асимметричного края.

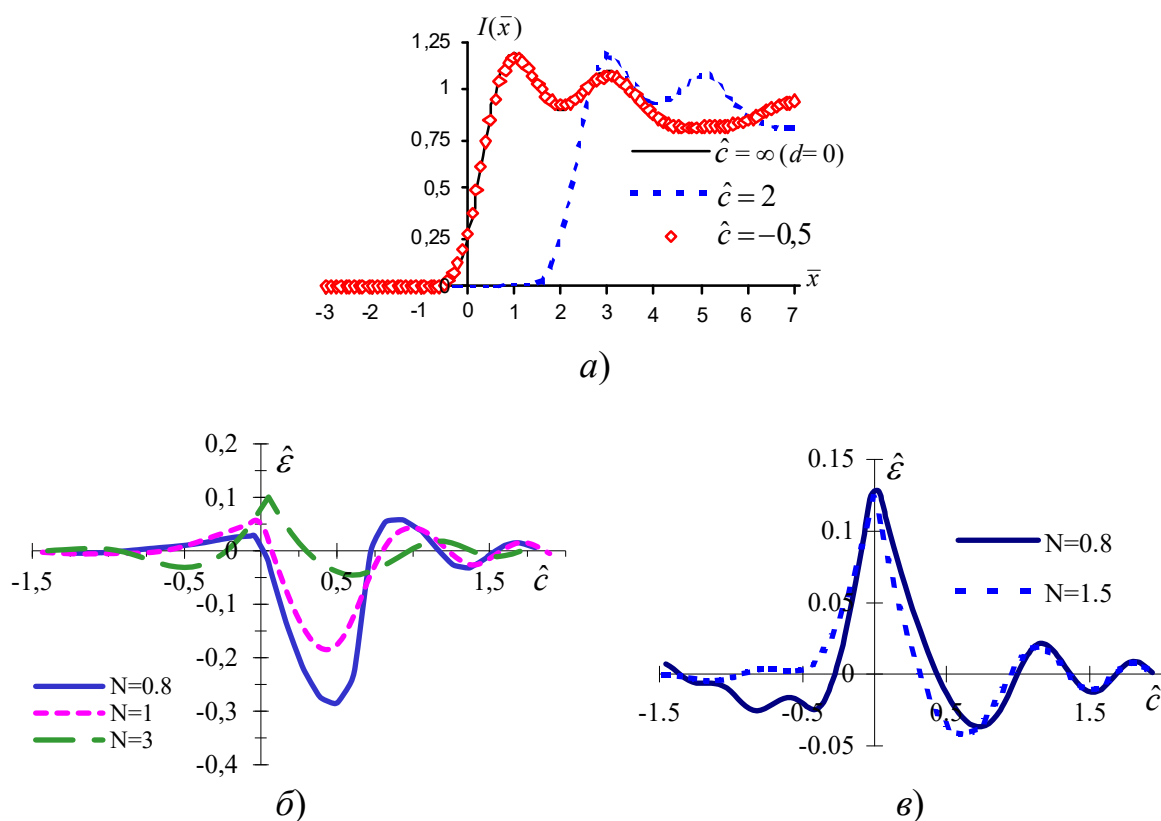


Рис. 7. Изображение передней грани 3D асимметричного края в дифракционно-ограниченной оптической системе при параметре объёмности $N = 2$ и различных значениях приведённого скоса $\hat{c} = c/\sqrt{\lambda d}$ (а). Смещение положения границы передней (б) и задней (в) граней (относительно 25 % порога) в изображении толстого абсолютно поглощающего асимметричного края в зависимости от скоса $\hat{c} = c/\sqrt{\lambda d}$ при различных значениях параметра объёмности N

Заклучение

Применительно к размерному контролю 3D-объектов исследованы в аналитическом виде особенности формирования в дифракционно-ограниченной проекционной системе изображений объёмного асимметричного абсолютно поглощающего края – основного фрагмента толстых пластин постоянной толщины. Исследования выполнены на основе конструктивной теории дифракционных явлений на таких телах с использованием модели эквивалентных, согласно которой основной вклад в дифракционное поле в дальней зоне дают передняя и задняя грани объекта, а вклад поля от внутренней грани полагается пренебрежимо малым. При расчётах использована аппроксимация интеграла Френеля (комплексного вида) элементарными функциями.

Изучены структуры изображений передней и задней граней 3D-объекта соответственно при малых и больших апертурах оптической системы для различ-

ных соотношений скоса объекта c и размера зоны Френеля $\delta = \sqrt{\lambda d}$. Показано, что в случае, когда скос много меньше размера зоны Френеля, имеет место смещение профиля интенсивности изображения, пропорциональное зоне Френеля и величине скоса c . Это смещение ведёт к систематической погрешности измерения. Установлено, что в случае больших скосов структура изображения в плоскости передней грани зависит от знака c . Так, при положительном скосе, когда задняя грань находится в освещённой области, а передняя – затенена задней гранью, наблюдается изображение задней грани, причём погрешность определения границы задней грани обратно пропорциональна квадрату скоса. При отрицательном скосе, когда задняя грань находится в теневой области, поле на выходе системы соответствует изображению передней грани. При этом влияние задней грани гораздо слабее, нежели в случае положительного скоса.

Получены формулы для профиля изображений задней грани в случае сильных объёмных эффектов, когда глубина фокусировки системы много меньше толщины объекта. Показано, что погрешность определения границы объекта уменьшается обратно пропорциональна скосу c . Такое медленное её затухание объясняется сильным влиянием объёмных эффектов.

Из сравнения полученных результатов с результатами компьютерного моделирования установлено, что они находятся в хорошем согласии.

Результаты исследования могут быть использованы при разработке когерентно-оптических систем для 3D прецизионного контроля объектов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М. : Мир, 1970. 720 с.
2. Хенл Х., Мауэ М., Вестпфаль К. Теория дифракции. – М. : Мир, 1964. 428 с.
3. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. – М. : Связь, 1978. 247 с.
4. Keller J. B. Geometrical theory of diffraction // JOSA. 1962. 52, Is. 2. P. 116–130.
5. Chugui Yu. V., Krivenkov B. E. Fraunhofer diffraction by volumetric bodies of constant thickness // JOSA. 1989. 6, N 5. P. 617–626.
6. Чугуй Ю. В. Особенности формирования и оконтуривания изображений объёмных тел в когерентном свете // Автометрия. 1991. № 4. С. 103–112.
7. Chugui Yu. V., Sokolov V. A. Formation and filtering in coherent light the images of 3D asymmetric edges // Proc. of 6th ISMQC IMEKO Symp. Metrology for Quality Control in Production. Vienna, Austria, 8–10 Sept. 1998. P. 117–124.
8. Чугуй Ю. В. Расчёт положения границы объекта при его проецировании в пространственно-неинвариантной когерентно-оптической системе // Автометрия. 2016. 52, № 6. – С. 50–60.
9. Чугуй Ю. В. Расчёт и анализ импульсного отклика проекционных пространственно-неинвариантных систем // Автометрия. 2018. 54, № 6. – С. 34–47.
10. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
11. Папулис А. Теория системы и преобразований в оптике. М.: Мир, 1971. 495 с.
12. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамова, И. Стишина. – М. : Наука, 1979. 832 с.

© Ю. В. Чугуй, 2020

КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Владимир Станиславович Корнеев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630180, Россия, Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (383)343-29-33, e-mail: korneyv@mail.ru

Валерий Андреевич Райхерт

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, Новосибирск, ул. Плахотного, 10, старший преподаватель кафедры специальных устройств, инноватики и метрологии, тел. (383)343-91-11, e-mail: vreichert@yandex.ru

Рассмотрены примеры компьютерной обработки изображений интерференционных картин (колец Ньютона), получаемых цифровой видеокамерой. Описана последовательность компьютерной обработки полученных изображений интерференционных картин, и показана возможность их сравнения с теоретической моделью распределения интенсивности, для которой предложена интерполяционная формула. Для сравнения распределений был разработан программный продукт, представляющий собой серию, так называемых «движков», каждый из которых изменяет один из параметров интерполяционной формулы. Изменяя положение «движков» можно приблизить параметры теоретической модели к распределению интенсивности излучения в реальной интерференционной картине. Компьютерная обработка получаемых цифровой видеокамерой изображений, может быть использована в последующих курсах изучения специальных дисциплин, при выполнении научно-исследовательских работ, при обработке результатов измерений и построении моделей физических явлений.

Ключевые слова: интерференция, интерференционная картина, программа, цифровые видеокамеры, фотоприёмная матрица, функция распределения интенсивности излучения, интерполяционная формула.

COMPUTER MODEL OF INTERFERENCE PICTURES OF THE NEWTON RINGS

Vladimir S. Korneyev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia Ph.D., Associate Professor, Department of Physics, phone: (383) 343-29-33, e-mail: korneyv@mail.ru

Valery A. Reichert

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Senior Teacher, Department of Special Devices, Innovation and Metrology, phone: (383) 343-91-11, e-mail: vreichert@yandex.ru

Examples of computer processing images of interference patterns (Newton rings) obtained by digital video camera are considered. The sequence of computer processing of the obtained images of interference patterns is described and the possibility of comparing them with a theoretical model of the intensity distribution, for which an interpolation formula is proposed, is shown. To compare the distributions, a software product was developed, a series of so-called «sliders», each of which changes

one of the parameters of the interpolation formula. By changing the position of the «sliders», it is possible to approximate the parameters of the theoretical model to the distribution of the radiation intensity in a real interference pattern. Computer processing of images obtained by a digital video camera can be used in subsequent courses in the study of special disciplines, when performing research work, in processing measurement results and constructing models of physical phenomena.

Key words: interference, interference pattern, software program, digital video cameras, photo-detector, radiation intensity distribution function, interpolation formula.

Введение

При изучении раздела «Волновая оптика» курса общей физики явлениям интерференции уделяется существенное внимание, в том числе при проведении лабораторных занятий. Натурные эксперименты, связанные с наблюдением явлений интерференции доступны и легко воспроизводимы на учебном лабораторном оборудовании.

Важной задачей при изучении явлений интерференции является выявление закономерностей интерференционных картин и математического аппарата, применяемого для их описания. Успешному решению этой задачи способствует использование в лабораторном практикуме цифровых видеокамер, позволяющих получать информацию о распределении световой энергии в области локализации интерференционных картин и дальнейшая компьютерная обработка этой информации [1]. Данная работа направлена на улучшение учебного процесса и помогает обучающимся оценить влияние параметров компьютерного моделирования на качество интерференционных картин.

Краткая теория

В учебно-методической литературе, предназначенной для подготовки обучающихся к лабораторным занятиям по физике [2-4], выделяют два основных способа получения когерентных волн:

- а) деление волнового фронта исходной световой волны;
- б) деление амплитуды, падающей на границу 2-х сред световой волны.

При интерференции двух частично-когерентных волн, интенсивность в выбранной точке интерференционной картины равна [2]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\gamma\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta - \delta_0), \quad (1)$$

где I_1 , I_2 - соответственно интенсивности первой и второй световых волн, γ - степень когерентности волн, δ - разность фаз интерферирующих волн в произвольной точке, δ_0 - разность фаз в выбранной точке области наложения волн.

В лабораторном эксперименте по изучению интерференции колец Ньютона световая волна от осветителя падает на плоско-выпуклую линзу, лежащую выпуклой поверхностью на плоской поверхности прозрачной пластины, частично отражается от сферической поверхности линзы, а частично от прилегающей по-

верхности пластины. Интерференционная картина возникает на поверхностях воздушного клина переменной толщины и представляет собой чередующиеся темные и светлые концентрические кольца (кольца Ньютона). Картину в отраженном свете можно наблюдать визуально или получить её изображение с помощью фото или видеокамеры. Данные изображения интерференционных картин содержат информацию о падающем излучении, а также о форме кривизны поверхности плосковыпуклой линзы. Цветная интерференционная картина, полученная при использовании в качестве излучателя белого светодиода, представлена на рис. 1. Для полихроматического излучения, источником которого является белый светодиод, степень когерентности в общем случае лежит в диапазоне $0 < \gamma < 1$, причем, чем выше степень когерентности, тем большее количество цветных колец наблюдается в поле изображения.

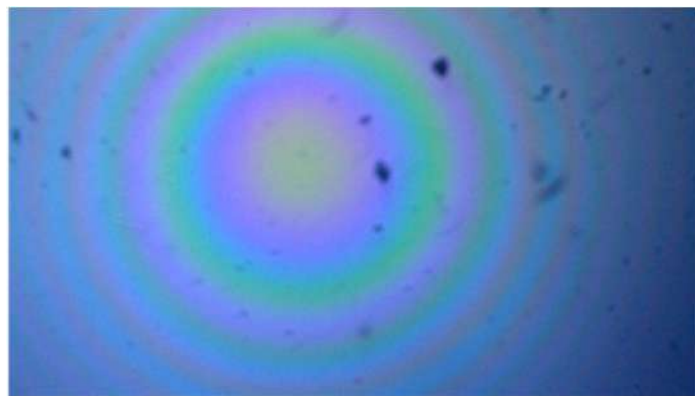


Рис. 1. Фото интерференционной картины в отраженном свете, полученное цифровой видеокамерой

Распределение интенсивности излучения I в интерференционной картине в отраженном монохроматическом свете вдоль радиальной координаты r , относительно центра колец (при равенстве интенсивностей интерферирующих двух волн $I_1 = I_2 = I_0$ и степени когерентности $\gamma = 1$) задается выражением [3]:

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi nr^2}{\lambda R} + \frac{\pi}{2} \right), \quad (2)$$

где: I_0 – исходная интенсивность обеих волн, R – радиус кривизны поверхности линзы, λ – выбранная длина волны излучения, n – номер светлого кольца.

Методы обработки изображений интерференционных картин

Полученные с помощью цифровой видеокамеры изображения интерференционных картин (колец Ньютона) сохраняются в виде отдельных файлов, и в дальнейшем подвергаются компьютерной обработке программой на основе «Mat lab» [4]. Предварительная обработка изображений включает следующие этапы:

- 1) выбор центра интерференционной картины;
- 2) разделение изображения на монохроматические компоненты ($R-G-B$);
- 3) выбор одной из монохроматических компонент;
- 4) проведение измерений диаметров темных колец;
- 5) построение графика распределения интенсивности по строке.

На рис. 2. представлены интерференционные картины и графики распределения интенсивности излучения для двух монохроматических компонент.

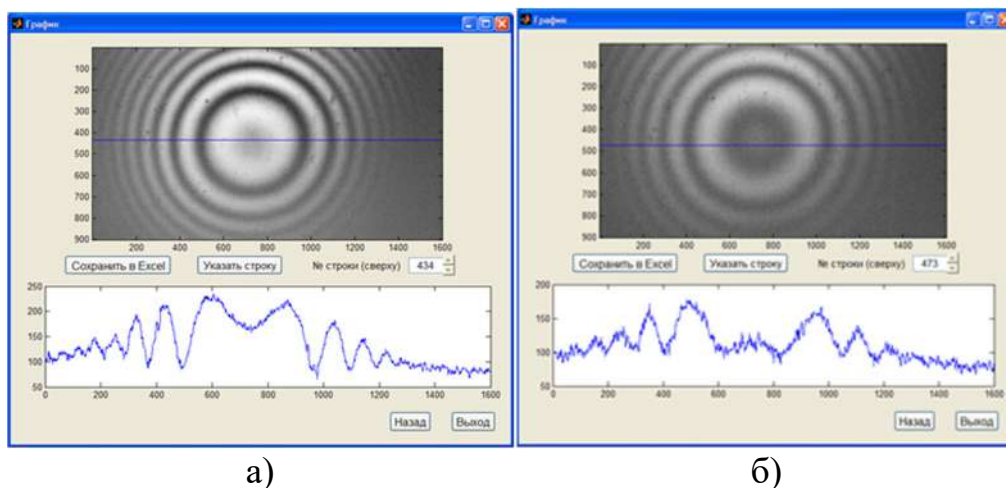


Рис. 2. Интерференционные картины и графики распределения интенсивности излучения:

а) B – компонента, б) R – компонента

Дальнейшая обработка изображений интерференционных картин и построение компьютерной модели проводится средствами «MS Office Excel».

Результаты

Для создания компьютерной модели интерференционной картины колец Ньютона нами была предложена интерполяционная формула, учитывающая распределения интенсивности излучения I от радиальной координаты r :

$$I = S \sin^2 \left(\frac{\pi r^2}{\lambda R} + \varphi \right) \left(1 - \frac{r}{r_m} \right) + C \cos \left(\alpha \frac{r}{r_m} \right), \quad (3)$$

где: S - амплитудный коэффициент, учитывающий степень когерентности интерферирующих волн; C – амплитудный коэффициент, учитывающий фоновое излучение, попадающее в объектив видеокамеры; φ - начальная фаза, обусловленная зазором между пластиной и линзой в области контакта ($r = 0$); α - фазовый коэффициент, учитывающий уменьшение вклада фонового излучения от центра плосковыпуклой линзы её к краям; r_m - максимальное значение радиуса, обусловленное размером зрачка объектива видеокамеры.

Представленная формула (3), в отличие от известного выражения (2), позволяет учитывать дополнительные особенности интерференционных картин, и построить компьютерную модель картины колец Ньютона максимально близкую к наблюдаемой в натурном эксперименте.

На рис 3. представлен «принтскрин» «MS Office Excel»-файла программного продукта, в основе которого лежит представленная выше интерполяционная формула (3).

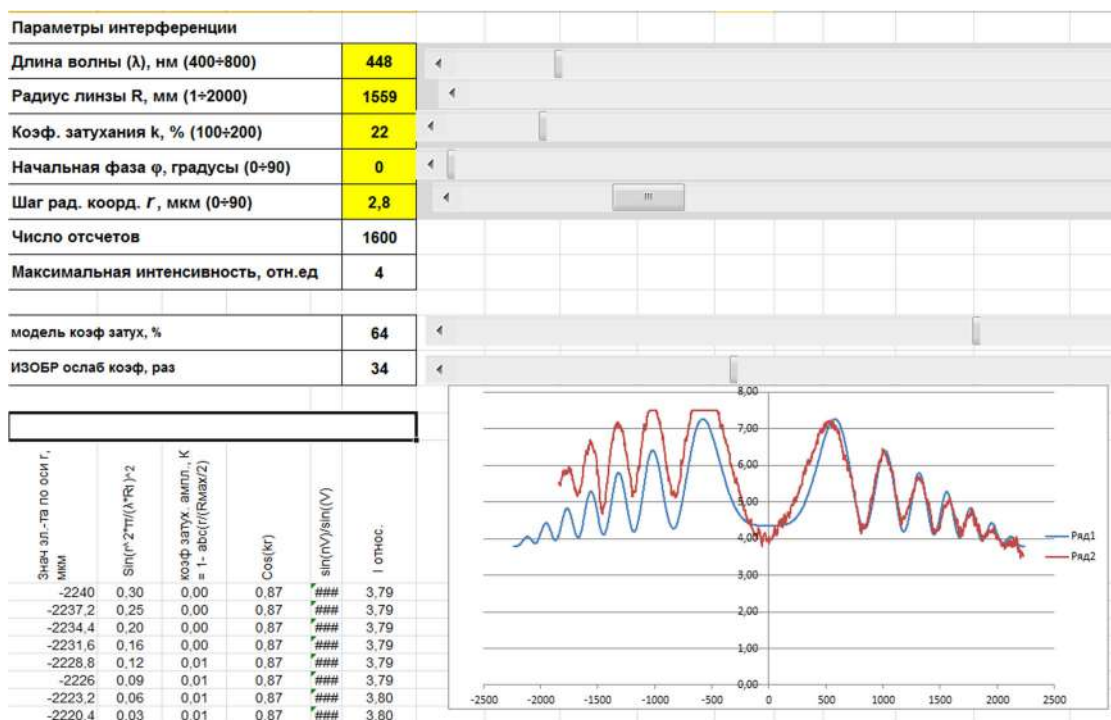


Рис. 3. «MS Office Excel»-файл программного продукта, с графиками теоретического (Ряд 1) и экспериментального (Ряд 2) распределения интенсивности излучения в интерференционной картине колец Ньютона

Обсуждение результатов

Представленный на рис. 3 (Ряд 1) график компьютерной модели хорошо вписывается в график натурального эксперимента (Ряд 2), полученного в процессе обработки изображений колец Ньютона в монохроматическом свете. Наблюдаемая на экспериментальном графике (Ряд 2), асимметрия относительно центра картины, объясняется неравномерностью интенсивности в световом пучке светодиода, а интенсивность затухания интерференционной амплитуды, от центра к краям картины, характеризует степень когерентности излучения светодиода.

Дополнительную информацию о средней длине волны в компьютерной модели можно получить, если сравнивать значения, установленные «движкой - λ», со спектральными характеристиками RGB-светодиода и фотоприёмной матрицы, представленными на рис. 4.

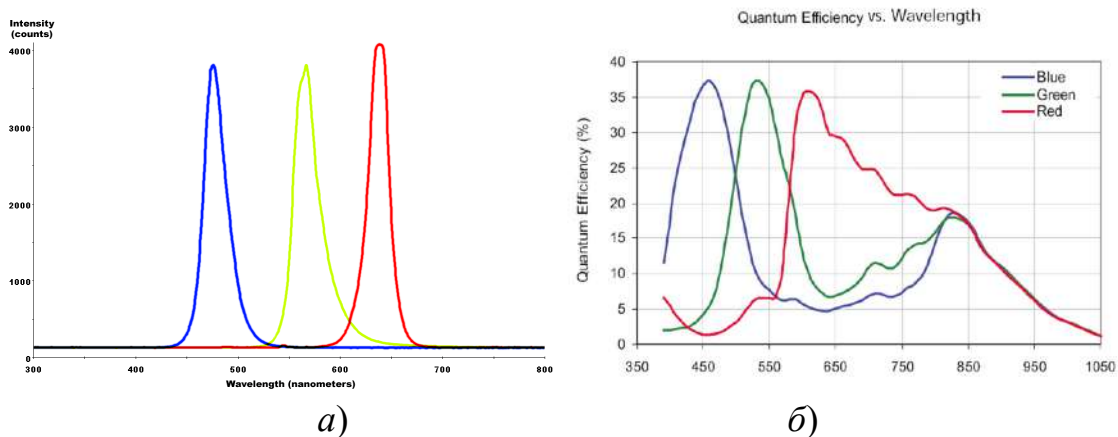


Рис. 4. Спектральные характеристики:
 а) RGB - светодиода; б) КМОП-матрицы типа MT9B131

Заключение

Компьютерная обработка изображений интерференционных картин в среде «Mat lab» и компьютерное моделирование с использованием «MS Office Excel» позволяет обучающимся освоить современные методы экспериментальных исследований и оптических измерений и успешно применять их на практике [5].

Практика использования видеокамер и последующая компьютерная обработка изображений может быть успешно распространена на последующие курсы подготовки бакалавров и магистров, а также при выполнении научно-исследовательских работ магистрантами и аспирантами Института оптики и технологий информационной безопасности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Райхерт В. А., Корнеев В.С., Батомункуев Ю.Ц. Возможности применения компьютерных технологий в физическом практикуме по волновой оптике. Сборник трудов XIII Международной учебно-методической конф. под ред. Н.В. Калачёва и М.Б. Шапочкина г. Новосибирск, 23–25 сентября 2014 г. Издательский дом Московского физического общества с.153.
2. Стафеев С. К., Боярский К. К., Башнина Г. Л. Основы оптики: Учеб. пособие. — СПб.: Питер, 2006. — 336 с: ил. ISBN 5-469-00846-0. - С.78-82.
3. Батомункуев Ю.Ц. Курс лекций по волновой оптике: Учеб. пособие. – Новосибирск: СГУГиТ, 2019. – 143 с.
4. Корнеев В.С., Батомункуев Ю.Ц., Райхерт В. А. Физика. Волновая оптика: практикум. - Новосибирск: СГУГиТ, 2019. – 43 с.
5. Корнеев В.С., Райхерт В.А., Никулин Д.М., Шергин С.Л. Компьютерная обработка дифракционных картин в лабораторных работах по физике: Физическое образование в ВУЗАХ, М., 2019.Т.4 – С.3-9.

© В. С. Корнеев, В. А. Райхерт, 2020

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОСЕТЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ КОНТРОЛЯ ВНЕШНЕГО ВИДА ТВЭЛОВ РЕАКТОРОВ БН-800

Игнат Александрович Выхристюк

Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, 630058, Россия, г. Новосибирск, ул. Русская, 41, старший научный сотрудник, тел. (383)306-62-12, e-mail: uic@ngs.ru

Исследована возможность применения искусственных нейронных сетей (ИНС) для автоматизации контроля внешнего вида твэлов реакторов типа БН-800. Представлены архитектура обучающего множества и алгоритм обнаружения дефектов, не зависящие от конфигурации ИНС и формата входных данных. Приведены основные классы и архитектура ИНС, используемой в экспериментальных исследованиях. Описан процесс обучения и расчет оценки качества работы ИНС. Результаты экспериментальных исследований на имитаторах твэлов (вероятность обнаружения дефектов более 97%) позволяют рассчитывать на то, что более глубокое обучение с использованием большого количества реальных контролируемых изделий позволит полностью автоматизировать процесс контроля.

Ключевые слова: искусственные нейронные сети, анализ изображения, обнаружение дефектов.

USE OF ARTIFICIAL NEURAL NETWORK FOR AUTOMATION OF APPEARANCE CONTROL OF FUEL ELEMENTS OF BN-800 REACTORS

Ignat A. Vykhristyuk

Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630058, Novosibirsk, 41, Russkaya St., Senior Researcher, phone: (383) 306-62-12, e-mail: uic@ngs.ru

The possibility of using artificial neural networks (ANN) to automate the appearance control of the fuel elements of BN-800 type reactors was investigated. The architecture of the training set and the defect detection algorithm independent of the ANN configuration and input data format are presented. The main classes and architecture of the ANN used in experimental studies are given. The training process and the calculation of the quality assessment of the ANN are described. The results of experimental studies on fuel element simulators (the probability of detecting defects is more than 97%) allows us to expect that deeper training using a large number of controlled products will allow us to fully automate the control process.

Key words: artificial neural networks, image analysis, defect detection.

Введение

Автоматизированный бесконтактный контроль качества поверхности является актуальной задачей при производстве ответственных изделий [1], таких как тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы), из которых собираются тепловыделяющие сборки (ТВС) для реакторов атомных электростанций.

В России ведутся работы над формированием экологически чистого «замкнутого» ядерного топливного цикла, ключевую роль в котором занимают реакторы на быстрых нейтронах.

ТВЭЛ реакторов типа БН-800 представляет собой цилиндрическую трубку из нержавеющей стали диаметром 6,9 мм и длиной 2 м, внутри которой размещается топливный сердечник (урансодержащие таблетки или порошок). Вокруг ТВЭЛА навита проволока из нержавеющей стали диаметром 1 мм, которая выполняет функцию дистанцирования ТВЭЛОВ друг от друга внутри ТВС.

Целостность оболочки ТВЭЛА играет важнейшую роль в безопасности атомных реакторов, поэтому к качеству оболочки предъявляют жесткие требования. Глубина дефектов поверхности оболочки и дистанцирующей проволоки ТВЭЛОВ реакторов типа БН-800 не должна превышать 20 микрон.

В текущем производственном процессе контроль качества ТВЭЛОВ реакторов типа БН-800 включает в себя контроль внешнего вида (обнаружение жировых загрязнений и механических повреждений наружной поверхности оболочки и дистанцирующей проволоки), выполняющийся вручную. В связи с переходом на новое высокоактивное МОКС-топливо возникает необходимость в минимизации времени контакта рабочего персонала со снаряженными ТВЭЛАМИ, вплоть до полной автоматизации процесса производства и контроля качества.

Созданные ранее системы телевизионного наблюдения поверхности ТВЭЛОВ [2, 3] обладают рядом недостатков, важнейшими из которых является низкая производительность контроля и высокая нагрузка на оператора, производящего удаленный контроль.

Трудность автоматического обнаружения дефектов на поверхности ТВЭЛОВ реакторов типа БН-800 состоит в наличии дистанцирующей проволоки, отбрасывающей тень в различных направлениях и различной степени контрастности.

В настоящее время стремительно развиваются алгоритмы анализа информации, использующие искусственные нейронные сети (ИНС). Такие алгоритмы зачастую применяют для решения задач, формализовать которые полностью практически невозможно. Область применения ИНС постоянно расширяется: от распознавания образов и поиска объектов в видеопотоке до перевода текста, синтеза данных и управления транспортными средствами [4, 5]. Основой эффективности работы ИНС является в первую очередь количество данных, на которых производится ее обучение. Качество данных, а также правильность подобранных методов и алгоритмов обучения влияют, как на эффективность результата, так и на скорость обучения ИНС.

Целью данной работы является исследование возможности автоматического контроля внешнего вида ТВЭЛОВ реакторов типа БН-800 с применением ИНС.

В рамках работы реализован нейросетевой алгоритм обнаружения микродефектов внешней поверхности оболочки и дистанцирующей проволоки ТВЭЛОВ реакторов типа БН-800. Разработана архитектура обучающего множества, независимого от архитектуры ИНС и формата исходных изображений. Создано программное обеспечение, позволяющее производить обучение и проверку эффек-

тивности работы ИНС. Выполнена классификация основных типов дефектов твэлов реакторов типа БН-800. Сформировано первичное обучающее множество и подобрана архитектура ИНС для поиска микродефектов. Произведено обучение ИНС, позволившее использовать ее для поиска микродефектов с вероятностью обнаружения более 97%.

Методы, технологии и материалы

В качестве архитектуры ИНС выбрана сверточная [6], как наиболее популярная и хорошо зарекомендовавшая себя в области анализа изображений [7]. Модель обучения – обучение с учителем [8] – все обучающие данные до начала процесса обучения размечаются и классифицируются человеком. Метод обучения – обратное распространение ошибки [9], реализованный в режиме пакетного градиентного спуска [10].

Разработанное программное обеспечение использует технологию CUDA (Compute Unified Device Architecture) [11] разновидность GPGPU (General-purpose computing on graphics processing units) – технологии параллельных вычислений на графических ускорителях и библиотеку cuDNN (Deep Neural Network library) [12] для работы с ИНС с использованием графических ускорителей производителя NVIDIA.

Для получения реалистичных изображений использовались полноразмерные имитаторы твэлов реакторов типа БН-800 с искусственно нанесенными дефектами и экспериментальный стенд с оптической схемой, аналогичной описанной в работе [2].

Архитектура обучающего множества

В связи с неопределенностью конечной конфигурации регистрирующего оборудования исходными данными для создания обучающей и тестовой выборки было решено считать монохромные изображения произвольного размера и разрядности.

Входными данными для сверточной ИНС является массив, размерности которого определены параметрами входного слоя. Для унификации яркость во входном слое представляется в виде действительного числа в интервале от 0 до 1, где 0 соответствует минимуму (черная точка), 1 – максимуму (белая точка).

В силу малого количества обучающих данных, было принято решение о формировании расширенной обучающей выборки, основанной на исходных изображениях, подвергнутых искажениям (аугментации) [13]. Аугментация изображения может включать в себя небольшие смещения, масштабирование, изменение уровня яркости, повороты и отражения. Диапазоны искажений устанавливаются исходя из условия, что после предельных искажений изображение должно соответствовать своему исходному классу.

Для упрощения выполнения аугментации, а также в силу неопределенности входной размерности ИНС было решено организовать обучающее множество в виде следующей архитектуры.

Исходная выборка (обучающая или тестовая) представляет собой набор, состоящий из N изображений $\{K_i, i \in \{1, \dots, N\}\}$. Каждому изображению K_i соответствует множество, состоящее из M_i позиций $\{P_{ij} = (x_{ij}, y_{ij}, c_{ij}), j \in \{1, \dots, M_i\}\}$, которые определяют значения координат (x_{ij}, y_{ij}) центра исходного обучающего изображения в K_i и класс c_{ij} , соответствующий этому изображению (см. рис. 1).

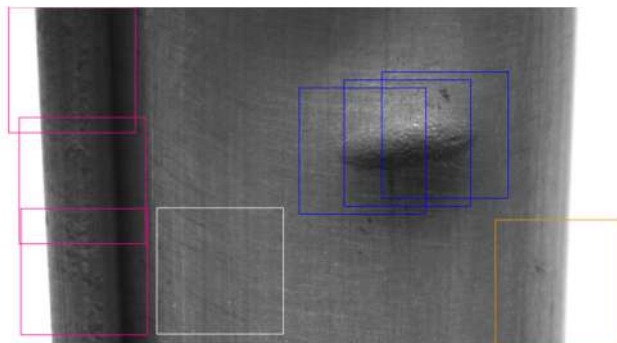


Рис. 1. Изображение с размеченными позициями. Классы обозначены цветом. Размеры и форма прямоугольников условны, т.к. зависят от параметров ИНС

При аугментации позиции P_{ij} случайным образом определяются параметры искажений, затем центр позиции (x_{ij}, y_{ij}) , возможно измененный в процессе аугментации, окончательно корректируется, чтобы искаженная область не выходила за границы исходного изображения K_i . Далее формируется искаженное изображение (см. рис. 2), которое вместе с классом c_{ij} помещается в соответствующую (обучающую или тестовую) расширенную выборку

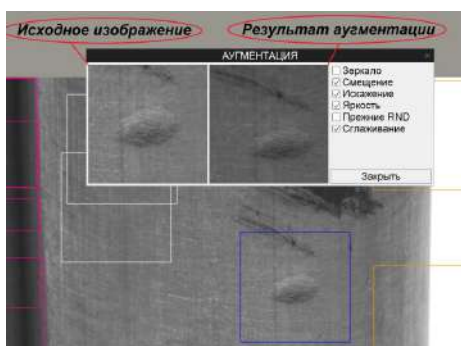


Рис. 2. Пример аугментации позиции, обозначающей дефект класса «вмятина»

Обучение искусственной нейронной сети

В отличие от обычной классификации задача поиска дефектов характеризуется наличием суперклассов («дефект», «не дефект»). Внутри суперклассов ошибка предсказания по большому счету не важна. Перепутать типы дефектов,

или не дефектные зоны не критично, в то время как пропуск дефекта, или перебраковка скажутся на технологическом процессе.

Так как ИНС при классификации лишь «предсказывает» результат с определенной вероятностью, то можно установить порог «уверенности» для определения дефекта. Перебражкой будем считать уверенное (с вероятностью выше порога) определение не дефектной позиции, как дефекта. При классификации дефектной позиции пропуском считается, классификация с вероятностью ниже порога, или классификация в суперклассе «не дефект».

Учет порога уверенности при определении дефекта введен только в оценку качества работы ИНС. В процессе обучения любая ошибка определения класса, независимо от значений порога и правильности определения суперкласса, приводит к обратному распространению.

Для проведения обучения задается размер эпохи, количество эпох, порог уверенности и размер теста. Размер эпохи определяет количество изображений, полученных путем аугментации из позиций исходной обучающей выборки, которые будут участвовать в обучении, после которого будет выполнена проверка качества обучения. Размер теста определяет количество изображений, полученных путем аугментации из позиций исходной тестовой выборки, которые будут участвовать в проверке. Расширенная обучающая выборка формируется случайным образом из всех позиций исходной выборки, то есть некоторые позиции в эпоху могут не попасть, а некоторые могут быть представлены многократно. Расширенная тестовая выборка формируется пропорционально исходной, то есть все позиции исходной тестовой выборки будут представлены в среднем равное количество раз.

Обнаружение дефектов

Для решения задачи обнаружения и локализации объектов в изображении существует множество классов алгоритмов. Среди технологий, относящихся к машинному обучению, можно выделить гистограмму направленных градиентов (Histogram of Oriented Gradients, HOG) [14], каскады признаков Хаара (Haar-like features) [15], локализацию объектов методом скользящего окна [16] и семантическую сегментацию [17]. Предложенный в работе метод обнаружения является комбинацией метода скользящего окна с постоянными размерами и классификатора на основе сверточной ИНС. Такой выбор сделан в пользу высоких требований к производительности и низким к точности определения положения дефекта.

Для поиска дефектов в произвольном изображении вначале производится нормализация всего объема данных, после чего выполняется сканирование (классификация фрагментов нормализованного изображения при помощи ИНС) с заданными шагами по вертикали и горизонтали. При обнаружении дефекта фиксируется информация о дефектной области – координаты центра и размеры проанализированной области. После завершения сканирования пересекающиеся дефектные области объединяются (см. рис. 3).

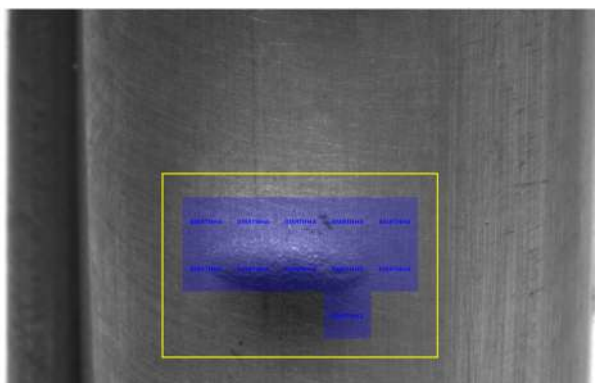


Рис. 3. Результат сканирования микрофотографии твэла, содержащей изображение вмятины. Синим цветом обозначены области, обнаруженные при сканировании. Объединенная дефектная область обозначена желтой рамкой

Следует отметить, что твэл реакторов типа БН-800 достаточно сложно устроен для внешнего осмотра. Кроме обычной поверхности оболочки и проволоки существуют особые зоны: верхняя и нижняя заглушки (см. рис. 4), сварные швы, штрих-код, пуклевка и маркировка. Почти все особые зоны могут комбинироваться с проволокой.



Рис. 4. Обнаружение царапины на нижней заглушке

Для каждой особой зоны создан класс в суперклассе «не дефект», что позволяет выделять дефекты на достаточно сложном, контрастном фоне. Тем не менее, вероятность обнаружения дефектов в особых зонах значительно ниже, что объясняется как небольшим объемом обучающих данных, так и схожестью внешних признаков особых зон с некоторыми классами дефектов. Например, технологический рельеф на нижней заглушке (рис. 4) недопустим на обычной поверхности оболочки и должен на ней идентифицироваться как набор царапин, или рисунок, а технологические вмятины в зоне пуклевки являются настолько глубокими, что делает присутствие подобного рельефа недопустимым даже в зонах со сниженными требованиями к допустимой глубине дефектов.

В связи с этим алгоритм обнаружения дефектов не ограничивается анализом одного текущего изображения, а учитывает информацию об относительном положении изображения на твэле и информацию о положении особых зон, как технологическую, так и полученную в процессе контроля.

Экспериментальные исследования

Для оценки эффективности работы алгоритма обнаружения дефектов была создана ИНС, проведена классификация имеющихся дефектов, создана обучающая выборка, содержащая более 5000 позиций, и тестовая выборка, содержащая более 1500 позиций.

ИНС классифицирует изображения по 12 классам: не дефект, вмятина, технологическая вмятина, накол, царапина, загрязнение, сдир, отпечаток, потертость, маркировка, штрих-код, заглушка нижняя.

Экспериментальная ИНС состоит из 8 слоев:

- 1) входной слой 159×159 пикселей;
- 2) свертка 5×5 , 40 признаков, шаг 2×2 , активация ReLU [18];
- 3) субдискретизация 2×2 (максимум);
- 4) свертка 5×5 , 40 признаков, шаг 2×2 , активация ReLU;
- 5) субдискретизация 2×2 (максимум);
- 6) свертка 3×3 , 40 признаков, шаг 2×2 , активация ReLU;
- 7) полносвязный 480×1024 , активация ReLU;
- 8) полносвязный 1024×12 .

Обучение производилось на графическом ускорителе NVIDIA GeForce GTX1070Ti. При размере эпохи 10000 и размере теста 6000 обучение в течение 500 эпох занимало около полутора часов.

В результате обучения при пороге уверенности обнаружения дефекта 98% средняя ошибка ИНС на тестовой выборке составляет менее 0.25%, средняя уверенность в правильном ответе превышает 99,5%.

С использованием имитаторов твэлов и без применения аугментации было сформировано множество из 1000 изображений с микродефектами (42 различных дефекта) и 10000 без дефектов. Сканирование этих изображений выполнялось с шагом равным $1/3$ от размера входного слоя, то есть 53 пикселя по обеим координатам. Если на изображении, содержащем дефект, не обнаруживалась ни одна дефектная область – засчитывался пропуск дефекта, если на бездефектных изображениях обнаруживалась дефектная область – засчитывалась перебраковка. В результате сканирования 11000 изображений было зафиксировано 24 пропуска из 1000 (2.4%) и 19 перебравок из 10000 (0.19%).

С учетом того, что для осмотра поверхности одного твэла нужно приблизительно 2000 изображений, процент перебраковки пока достаточно высок для использования ИНС в автоматическом режиме.

Низкий процент пропуска дефектов позволяет планировать использование ИНС в составе полуавтоматической установки, где обнаружением дефектных позиций будет заниматься автомат, а окончательное решение о разбраковке твэла будет приниматься оператором.

Заключение

Разработана архитектура обучающего множества, позволяющая экономить время формирования обучающих данных при изменении конфигурации входного слоя ИНС.

Представленный алгоритм обнаружения дефектов позволяет эффективно находить дефекты, как небольшого размера, так и превышающие по площади входной слой ИНС.

Экспериментальные исследования показали высокую (более 97%) вероятность обнаружения дефектов и относительно низкий (0.19% от количества изображений) процент перебраковки. Это делает возможным использование представленной технологии в составе полуавтоматической установки, снимающей с оператора нагрузку на выполнение полного осмотра поверхности твэла и оставляющей за человеком только принятие решения о браке на основе анализа изображений обнаруженных дефектов.

Дальнейшие исследования применимости разработанного программно-алгоритмического комплекса для полной автоматизации процесса контроля требуют получения статистически большого количества изображений реальной контролируемой продукции.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Карлов Ю.К., Кулешов В.К. Комплексный контроль дефектов внешнего вида твэлов ВВЭР-1000 // Приборы. – 2013. – № 10. – С. 21–25.
2. Сысоев Е.В., Выхристюк И.А., Куликов Р.В., Поташников А.К. Система контроля механических повреждений внешней поверхности оболочки твэл реактора БН-800 // Датчики и системы. 2015. № 9-10 (196). С. 58–61.
3. Пост УКИ-7М контроля качества поверхности твэла и качества навивки проволоки реактора БН-800 [Electronic resource]. – Mode of access : <http://www.niitfa.ru/client/radiatsionnoe-priborostroenie/post-uki-7m-kontrolya-kachestva-poverkhnosti-tvela-i-kachestva-navivki-provoloki-reaktora-bn-800/> (дата обращения: 30.03.2020).
4. Удивительные возможности нейросетей 2019 года [Electronic resource]. – Mode of access : <https://habr.com/ru/post/457710/> (дата обращения: 30.03.2020).
5. Chaichulee, S.; Villarroel, M.; Jorge, J.; Arteta, C.; Green, G.; McCormick, K.; Zisserman, A.; Tarassenko, L. Multi-task convolutional neural network for patient detection and skin segmentation in continuous non-contact vital sign monitoring. In Proceedings of the 2017 12th IEEE International Conference on Automatic Face & Gesture Recognition (FG 2017), Washington, DC, USA, 30 May–3 June 2017; pp. 266–272.
6. Zeiler, M. D. and Fergus, R., 2013. Visualizing and Understanding Convolutional Networks. arXiv.org p. arXiv:1311.2901.
7. A. Krizhevsky, I. Sutskever, and G. E. Hinton. Imagenet classification with deep convolutional neural networks. In NIPS, 2012.

8. Обучение нейросети с учителем, без учителя, с подкреплением [Electronic resource]. – Mode of access : <https://neurohive.io/ru/osnovy-data-science/obuchenijs-uchitelem-bez-uchitelja-s-podkrepleniem/> (дата обращения: 30.03.2020).

9. Синтез многослойных систем распознавания образов / А. И. Галушкин. — М.: Энергия, 1974 г.

10. Gradient Descent Algorithm and Its Variants [Electronic resource]. – Mode of access : <https://towardsdatascience.com/gradient-descent-algorithm-and-its-variants-10f652806a3> (дата обращения: 30.03.2020).

11. CUDA for developers [Electronic resource]. – Mode of access : <https://developer.nvidia.com/cuda-zone> (дата обращения: 30.03.2020).

12. NVIDIA cuDNN [Electronic resource]. – Mode of access : <https://developer.nvidia.com/cudnn> (дата обращения: 30.03.2020).

13. Image Augmentation for Convolutional Neural Networks [Electronic resource]. – Mode of access : <https://medium.com/@ODSC/image-augmentation-for-convolutional-neural-networks-18319e1291c> (дата обращения: 30.03.2020).

14. Wikipedia: Histogram of oriented gradients [Electronic resource]. – Mode of access : http://en.wikipedia.org/wiki/Histogram_of_oriented_gradients (дата обращения: 30.03.2020).

15. Wikipedia: Haar-like features [Electronic resource]. – Mode of access : http://en.wikipedia.org/wiki/Haar-like_features (дата обращения: 30.03.2020).

16. Joseph Howse, Joe Minichino Learning OpenCV 3 Computer Vision with Python – Second Edition, Packt Publishing, September 2015, Packt Publishing, ISBN: 9781785289774

17. Семантическая сегментация [Electronic resource]. – Mode of access : <https://neurohive.io/ru/osnovy-data-science/semantic-segmentation/> (дата обращения: 30.03.2020).

18. Функции активации нейросети [Electronic resource]. – Mode of access : <https://neurohive.io/ru/osnovy-data-science/activation-functions/> (дата обращения: 30.03.2020).

© И. А. Выхристюк, 2020

КОРРЕКЦИЯ ПРОЕКЦИОННЫХ ДЕФОРМАЦИЙ 3D-ОБЪЕКТА НА ЭТАПЕ ФОРМИРОВАНИЯ ГОЛОГРАММЫ

Сергей Александрович Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат физико-математических наук, доцент, тел. (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

Артём Леонович Пазоев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, аспирант, тел. (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

Анализируются проблемы цифрового синтеза голограмм, связанные с дискретным представлением сигнала, формирующего голографическое изображение. Одними из значительных ограничений являются технологические проблемы формирования голографических структур поточечно, из-за дифракционных ограничений размера сфокусированного пятна оптико-механического построителя. Это сужает спектр возможных пространственных частот синтезированной поточечно голограммы по сравнению с классической голограммой, записываемой аналоговым способом, что в свою очередь приводит к трудностям записи голограмм с большой глубиной 3D изображения. Обсуждается способ преодоления указанной проблемы путём использования оптической проекционной системы с возможностью увеличения как поперечного размера изображения, так и продольного. Показаны и экспериментально подтверждены некоторые возможности построения таких систем и проанализированы некоторые проблемы деформационных искажений 3D изображений, возникающие при их создании.

Ключевые слова: голография, интерференция, голографические интерференционные полосы, телескопическая система, проекционная система.

CORRECTION OF PROJECTIVE DEFORMATIONS OF 3D OBJECT, ON THE STAGE OF HOLOGRAM FORMATION

Sergey A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D, Associate Professor, phone: (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

Artem L. Pazojev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student, Department of Photonics and Device Engineering, phone: (383)291-00-92, e-mail: shoydin@ssga.ru

The problems of digital synthesis of holograms associated with a discrete representation of a signal forming a holographic image are analyzed. One of the significant limitations is the technological problems of the formation of holographic structures pointwise due to diffraction limitations of the size of the focused spot of the optical-mechanical builder. This narrows the spectrum of possible spatial frequencies of the pointwise synthesized hologram in comparison with the classical hologram recorded in an analog way, which in turn leads to difficulties in recording holograms with a large depth of 3D image. We discuss a way to overcome this problem by using an optical projection system with the possibility of both transverse and longitudinal image size. Some possibilities of con-

structuring such systems are shown and experimentally confirmed, and some problems of deformation distortions of 3D images arising during their creation are analyzed.

Keywords: holography, interference, holographic interference fringes, telescopic system, projection system.

Введение

Вскоре после появления первых работ по голографии [1] исследователи обратились к возможностям, которые даёт цифровое моделирование этого технологически сложного процесса. В работах [2,3] были предложены первые опыты по замене оптических алгоритмов цифровыми. Это послужило началом цифровизации в голографии. Следует отметить, что актуальность этих работ несомненна и поныне, поскольку, например, при попытках передачи голографической информации по традиционным каналам связи возникает противоречие между большими (огромными) массивами информации, хранящимися на голограмме и ограниченностью ширины полосы канала [4,5]. Один из возможных выходов в этой ситуации был предложен в [6], который можно описать как устранение несущей и передача информации на боковой полосе, аналогично, применяемому в радиовещании методу SSB (single side band). Однако ряд проблем, связанных с дискретизацией сигнала, ограничивает применимость цифровой передачи голографических изображений. К ним, прежде всего, относятся проблемы вычисления двумерных свёрток больших массивов данных, как например в [7–11], а также некоторые специфические проблемы, описанные в обзорной работе [12]. Одна из важных проблем связана с ограничениями глубины голографируемого объекта.

Ограничения глубины отображаемого цифровой голограммой пространства, связанные с дискретным представлением сигнала

При синтезе голограмм, вычислительно повторяющем ход излучения в классической схеме (рис. 1), где рассеянное объектом когерентное световое поле описывается двумерным преобразованием Френеля, возникают вопросы дискретного представления достаточно сложной структуры голографических интерференционных полос, образованных объектным и опорным пучками.

Как было показано в [8], слишком большая крутизна изменения глубины голографируемого объекта по полю голограммы может приводить к утрате поступательного хода искривления интерференционных полос в плоскости голограммы $U_1(x_1, y_1)$ и приводить к разрывам и даже к фантомным структурам. Это приводит к нарушению условий дифракции и потере информации, восстанавливаемой голограммой в целом (рис. 2). Чтобы этого избежать, необходимо при цифровом синтезе голограмм соблюдать неравенство (1)

$$x_i \ll md \quad (1)$$

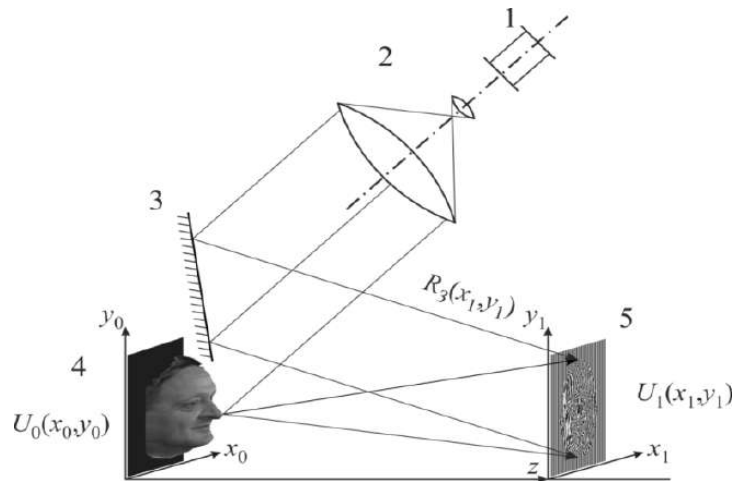


Рис. 1. Обобщённая схема записи пропускающей голограммы:

1 – лазер, 2 – коллимирующая система, 3 – зеркало, 4 – объект голографирования, 5 – фотоматериал, на котором регистрируется интерференционная картина, образуя голограмму

Здесь x_i – сдвиг i -ой строки по отношению к строке с номером $(i-1)$ для всех n строк, составляющих цифровую голограмму, а m и d – число точек (пикселей), формирующих полосу, и их размер по оси x , соответственно. Период решётки D равен $2md$, а глубина голографируемого объекта определяется величиной горизонтального сдвига L_λ , измеренного в длинах волн, всех n строк, образующих интерференционные полосы голограммы.

$$L_\lambda = \sum_0^n \Delta x_i . \quad (2)$$

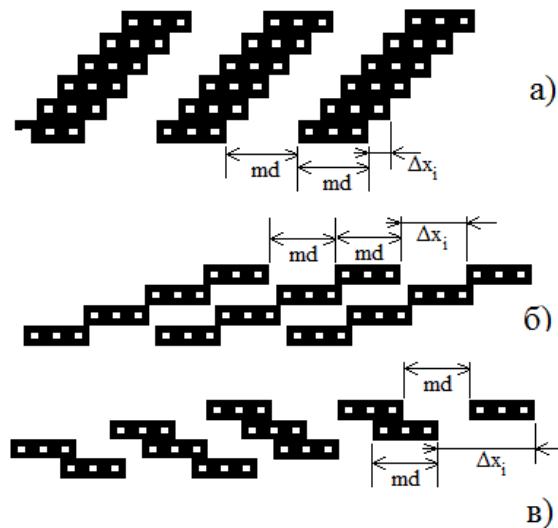


Рис. 2. Макет участка типовой голограммы с дискретно синтезированными интерференционными полосами шириной три пикселя и таким же пробелом, а) сдвинутые от строки к строке примерно на один пиксель, б) примерно 2,7 пикселя, в) на 1,5 пикселя.

Видно, что крутой рост глубины локального участка объекта, которому соответствует наклон полос больше, чем на рис. 2б, приводит к исчезновению полосы и далее к возникновению фантомной интерференционной полосы, отсутствующей при записи классической аналоговой голограммы.

Моделируя запись голограммы простого объекта можно получить фантомные линии на голограмме при $\Delta x_i \gg md$ (рис. 3б, в). Значит, сдвиг полосы при переходе от каждой i -ой строки к $i+1$ -ой должен быть:

$$\Delta x_i \leq md \quad (3)$$

Причём это условие должно удовлетворяться для любых двух соседних строк любого изображения по всему полю голограммы в n строк.

Для тестового объекта пирамида (рис. 3а) это выглядит так (рис. 3б, в, г). Здесь высота пирамиды на рис. 3 а) и б) минимальна и равна 16 периодам решётки, т. е. 16 длинам волн, которые на макете специально выбраны большими для наблюдения эффекта невооруженным глазом. При увеличении высоты пирамиды вдвое структура полос разрушается, а при дальнейшем увеличении, возникают фантомные линии, которые меняют направление, что приводит при восстановлении к замене выпуклого изображения на вогнутое.

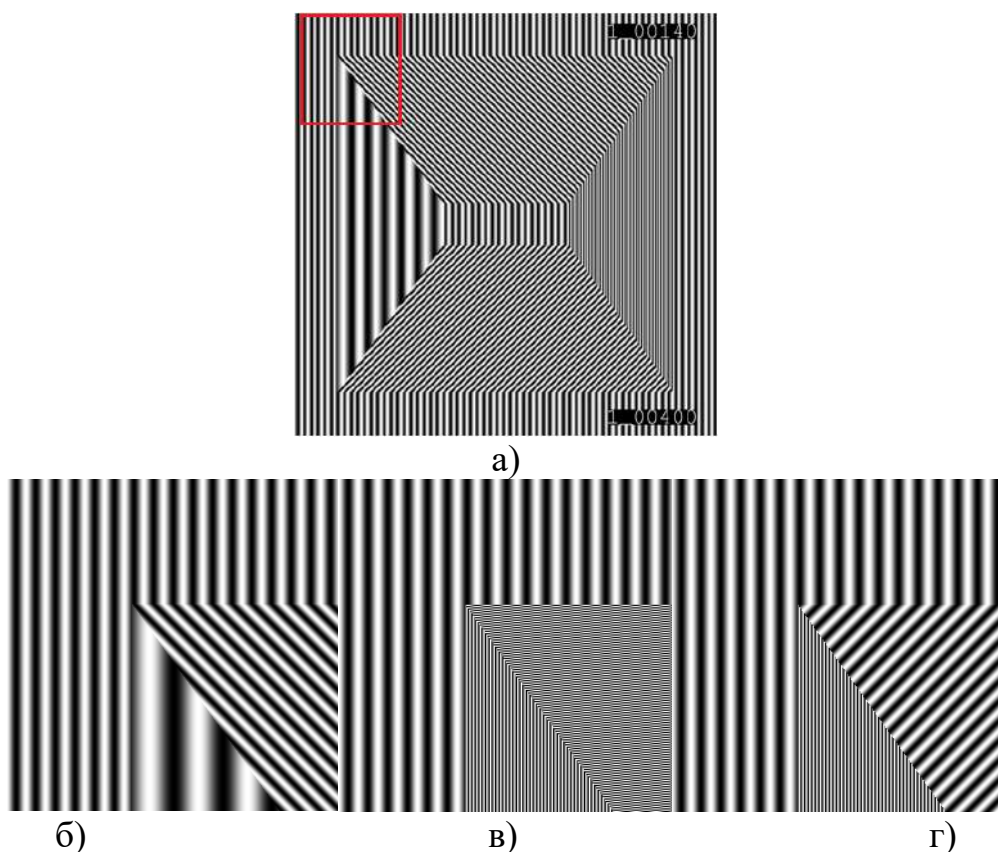


Рис. 3. Изображение структуры интерференционных полос тестового объекта – пирамиды, а) поле всей голограммы и её выделенный фрагмент б) высотой 16 периодов решётки, или 16λ , в) 128 периодов (128λ) и г) 496 периодов(496λ).

На этой модели голограммы можно увидеть, что при невыполнении условия (3) структура голограммы разрушается, а при дальнейшем увеличении глубины объекта (496λ) даже возникают фантомные интерференционные линии.

Дальнейшее увеличение диапазона углов наклона интерференционных полос связано с технологией частичного наложения точек (пикселей), при экспозиции голограмм.

Это ограничение связано с шириной интерференционных полос $D=2md$ в их основании и $D=2md\cos(\alpha)$ при формировании наклонных плоскостей (рис. 2), где α задаётся условием $\text{tg}(\alpha) < \Delta x/md$. Здесь Δx лежит в диапазоне $(0 \div md)$. Выражая косинус через тангенс и рассматривая (рис. 2) его предельные значения $(1/md) < \text{tg}(\alpha) < \infty$, получим (4) и (5), которые по условию Брэгга, связывают D с углом дифракции θ

$$2D \cos(\alpha) \sin(\theta) = 4md \sqrt{\frac{1}{1 + \Delta x/md}} \sin(\theta) = \lambda, \quad (4)$$

$$\lambda/4md < \sin(\theta) < \frac{\lambda}{2\sqrt{2}md}, \quad (5)$$

восстанавливающего пучка, регулируя расстояние от голограммы на котором (0)-ой и (-1)-ый пучки разойдутся в пространстве при восстановлении. Следовательно, восстановленное цифровой голограммой изображение будет формироваться лучами, дифрагировавшими в

$$\begin{aligned} \theta_{\min} &= \arcsin\left(\frac{\lambda}{2md}\right), \\ \theta_{\max} &= \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\sqrt{2}d}\right) \end{aligned} \quad (6)$$

диапазоне углов от θ_{\min} до θ_{\max} . Это небольшие углы, следовательно, изображение будет формироваться сравнительно далеко от голограммы. А поскольку и сам диапазон изменений угла θ мал, то это тоже подтверждает, что глубина восстановленного изображения может быть совсем небольшой.

Реальные изображения могут иметь различную глубину, поэтому для цифрового голографирования следует найти способ восстановления изображений с глубиной больше, чем позволяет цифровая голограмма.

Одним из них является оптическое масштабирование. На рис. 4 приведена схема телескопической системы, которая, в зависимости от расстояния между задней фокальной плоскостью первого объектива и передней фокальной второго - имеет меняющиеся пропорции между продольным и поперечным увеличением [13].

Здесь в верхней половине, выше оптической оси, показаны реально использованные в эксперименте объективы, а в нижней – эквивалентные им тонкие

линзы, положение которых выбиралось путём перебора около 10^9 комбинаций, сделанных вариациями отрезков l_1, l_2, l_3, l_4, f_1 , и f_2 , таким образом, чтобы минимизировать отличия расчётных положений изображений от экспериментально наблюдаемых. Достигнутая точность при этом была вполне достаточной, а отличие экспериментально измеренных $a_2^{1'}$ и $a_2^{2'}$ от расчётных не превышало 2 %, поэтому достигнутую точность макетирования процессов построения изображений по схеме рис. 4 с эквивалентными тонкими линзами можно считать вполне удовлетворительными. Полученные в расчёте значения параметров схемы были следующими: $l_1=4,5$ мм, $l_2=9$ мм, $l_3=51$ мм, $l_4=8$ мм, $f_1=99$ мм, $f_2=287$ мм, что позволило сверить расчётные положения восстановленного голограммой 3D изображения, перенесённого телескопической системой рис. 5 и рассчитать продольное и поперечное увеличение (7, 8) по формулам Ньютона [14].

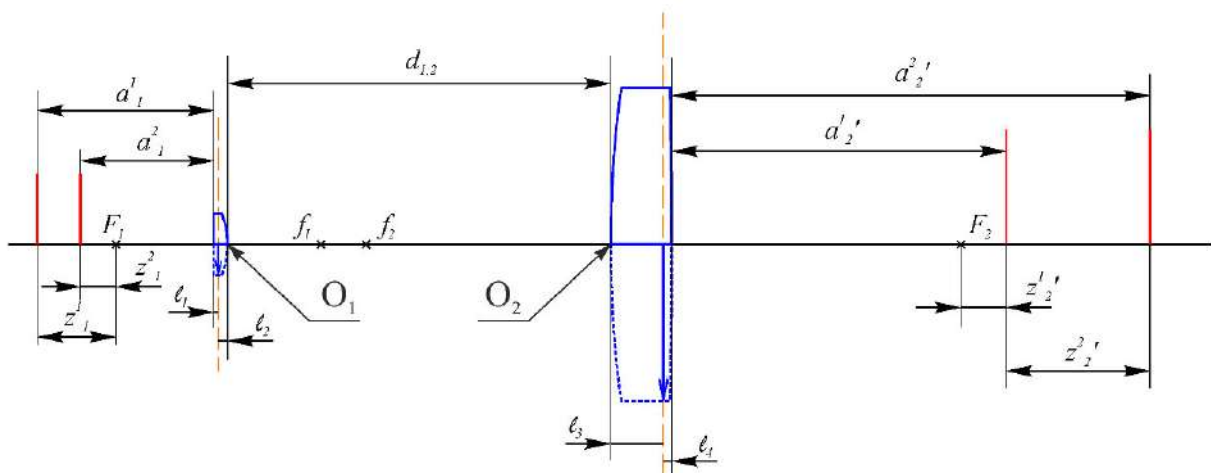


Рис. 4. Телескопическая система из объективов O_1 и O_2 с несовпадающими в общем случае задним фокусным отрезком первого объектива и передним фокусным второго. Отрезки a_1^1 и a_1^2 – показывают расположение задней и передней плоскости, между которыми находится отображаемый системой 3D объект, а отрезки $a_1^{2'}$ и $a_2^{2'}$ показывают расположение соответствующих им задней и передней плоскости, между которыми находится 3D изображение объекта. Положение главных плоскостей эквивалентной тонкой линзы показано пунктиром

$$z_1 \cdot z_1' = f_1 \cdot f_1', \quad (7)$$

$$a_2^{1'} = f_2 + \frac{(a_1^1 - f_1) \cdot f_2^2}{(a_1^1 - f_1) \cdot (d_{1,2} - f_1 - f_2) - f_1^2}; \quad (8)$$

$$a_2^{2'} = f_2 + \frac{(a_1^2 - f_1) \cdot f_2^2}{(a_1^2 - f_1) \cdot (d_{1,2} - f_1 - f_2) - f_1^2}.$$

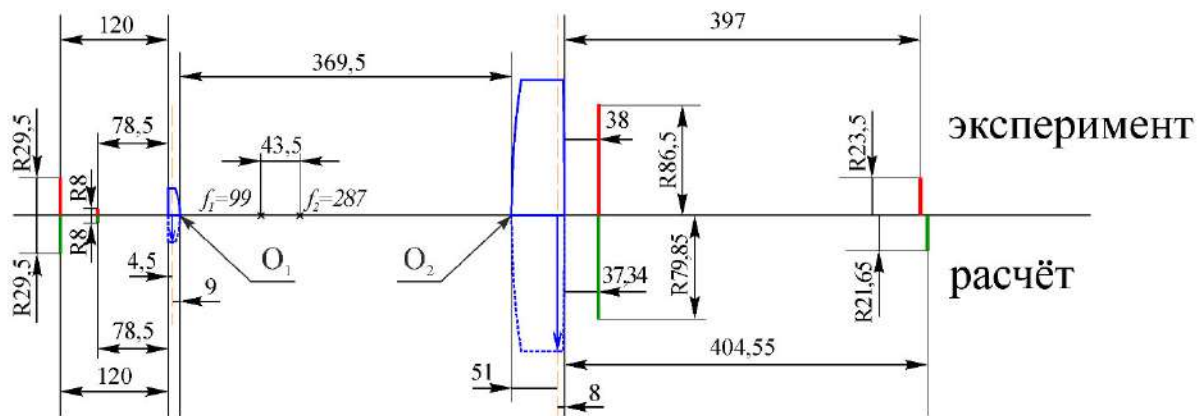


Рис. 5. Параметры телескопической системы.
Верхняя полу плоскость – эксперимент, нижняя – расчёт

Видно, что ошибка

- продольного увеличения находится в пределах $(397-38)/(120-78,5)=359/41,5=8,65$ мм экспериментально и $(404,55-37,34)/(120-78,5)=367,21/41,5=8,85$ мм расчётно, т. е. в пределах $(8,85-8,65)/8,85=2,2$ %,

- а поперечное увеличение $(86,5/29,5)=2,93$ – экспериментально второй план и $(79,85/29,5)=2,7$ – расчётно второй план. Отличие в положении изображения второго плана $(2,93-2,7)/2,93=7,85$ %,

- а также $(23,5/8)=2,94$ – экспериментально первый план и $(21,65/8)=2,7$ – расчётно первый план. Отличие в положении изображения первого плана $(2,94-2,7)/2,94=8,16$ %.

Для уточнения полученных результатов подобные измерения и контролирующие их расчёты были проделаны ещё для двух типов голограмм, с измерением исходных и увеличенных телескопической системой 3D изображений, восстановленных этими голограммами. А также проводились обратные расчёты и измерения, когда 3D объект находился справа, за объективом O_2 , на расстояниях $a_1^{2'}$ и $a_2^{2'}$, а измерения с контрольным расчётом давали положение $a_1^{1'}$ и $a_2^{1'}$.

Предложенный метод позволил увеличить неглубокие 3D изображения на голограмме до приемлемых размеров, одновременно увеличивая поперечный размер восстановленного голографического изображения. Телескопическая система, одновременно может увеличивать поперечный размер голографического изображения и пропорционально его квадрату – продольное. Это очень удобно, поскольку можно создавать исходные сравнительно малоразмерные голограммы для проекции 3D изображений приемлемых размеров и при этом компенсировать малую глубину цифровых голограмм.

Однако следует соблюдать некоторые ограничения, вытекающие из свойств геометрической оптики и накладываемых на величину продольного увеличения. Действительно, положение изображения z_2' на продольной оси телескопической системы рис. 4, вычисляемое по (7, 8), можно получить (9) аналогично [13] и для случая произвольных $d_{1,2}$.

$$z_2' = \frac{z_1 \cdot f_2^2}{z_1 \cdot (d_{1,2} - f_1 - f_2) - f_1^2}. \quad (9)$$

Откуда при дифференцировании z_2' по z_1 находится продольное увеличение системы.

$$\frac{\partial z_2'}{\partial z_1} = \left(\frac{f_2^2}{d_{1,2} - f_1 - f_2 - \frac{f_1^2}{z_1}} \right)' = - \left(\frac{f_1 \cdot f_2}{z_1 \cdot (d_{1,2} - f_1 - f_2) - f_1^2} \right)^2. \quad (10)$$

Которое, как известно, при выполнении условия (11),

$$d_{1,2} = f_1 + f_2, \quad (11)$$

вырождается в формулу отношения квадратов фокусов [14]. Однако, при невыполнении указанного условия продольное увеличение по глубине 3D объекта между задней и передней плоскостями его расположения может существенно отличаться, искажая зрительное восприятие объекта. На рис. 6а–е приведены некоторые примеры таких искажений для тестового объекта пирамида и для 3D портрета.

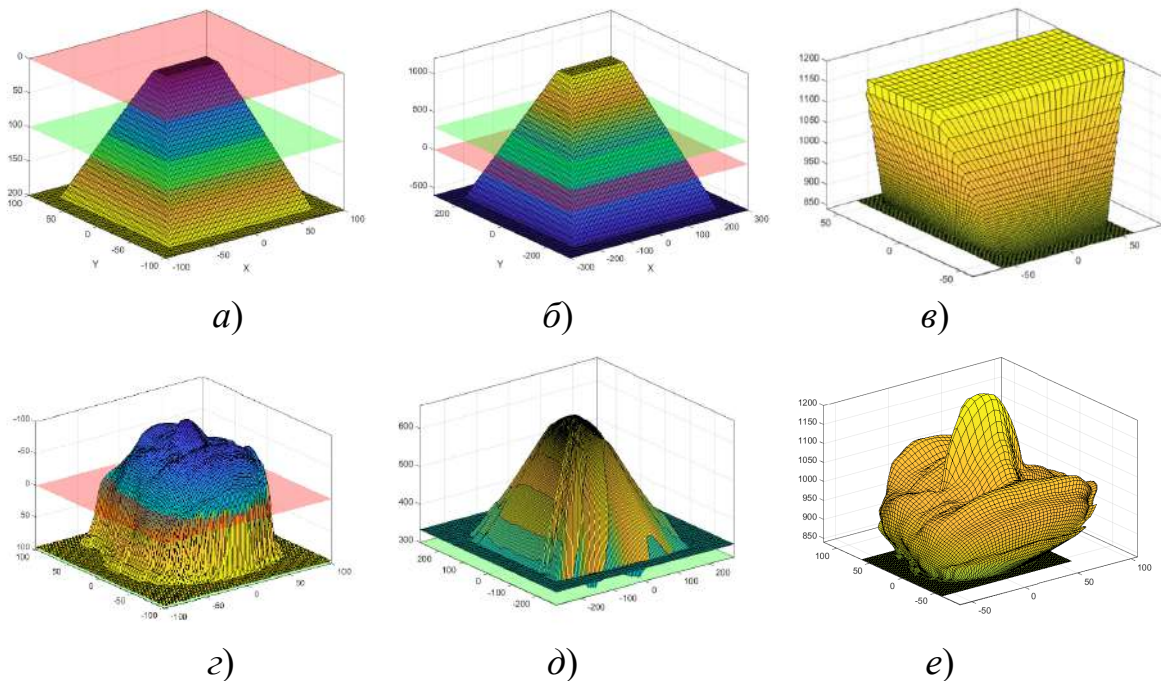


Рис. 6. Объект пирамида (а) и его изображения (б) и (в); объект 3D портрет (г) и его изображения (д) и (е)

- а) объект $a_1=0 \div 200$
- б) изображение $f_1=100; f_2=300; d_{1,2}=400; a_2'=-500 \div 1000$
- в) изображение $f_1=100; f_2=300; d_{1,2}=600; a_2'=850 \div 1200$
- г) объект $a_1=0 \div 200$
- д) изображение $f_1=100; f_2=300; d_{1,2}=600; a_2'=300 \div 650$
- е) изображение $f_1=100; f_2=300; d_{1,2}=600; a_2'=850 \div 1200$

Видно, что изображение *б* является неискажённым образом объекта *а*, поскольку выполняется условие (10), а изображение *в* претерпело серьёзные деформации в силу его невыполнения. На рис. 6з, показан 3D портрет, а на д, е приведены его изображения при выполнении условия (10) и в отсутствии его выполнения. Интересно рассмотреть приближение объекта к особой точке z_1 .

$$z_1 \rightarrow \frac{f_1^2}{d_{1,2} - f_1 - f_2} \quad (12)$$

При расположении объекта вблизи точки слева $\{z_1 < f^2 / (d_{1,2} - f_1 + f_2)\}$ – 3D изображение деформируется так, что та часть объекта, которая ближе всего к особой точке, в данном случае основание 3D портрета (затылок), будет более искажена, по сравнению с отдалённой от особой точки части объекта (нос) (рис. 6д), а при расположении объекта вблизи особой точки справа $\{z_1 > f^2 / (d_{1,2} - f_1 + f_2)\}$ возникает обратная ситуация – вершина 3D портрета (нос), будет более искажена, по сравнению с самой отдалённой от особой точки частью объекта (затылок) (рис. 6е).

С учётом всех вышеперечисленных ограничений на основе объектива ВАЛ и объектива из комплекта СИН с фокусными отрезками (рис. 5) был собран макет устройства проекции голографического изображения с увеличением оптической системой восстановленного голограммой изображения. При поперечном увеличении $47/16=2,94$ (рис. 7а, б) было реализовано продольное увеличение $398/42=9,48$ (рис. 7в, г) восстановленного голограммой 3D изображения.

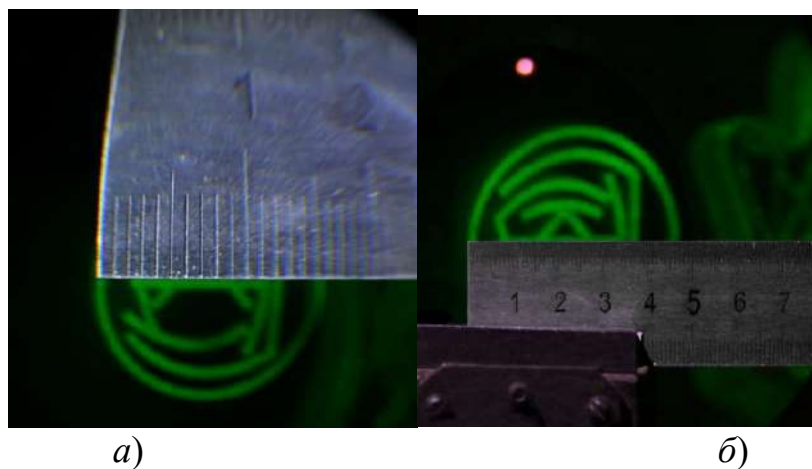


Рис. 7. а) восстановленное голограммой изображение, б) увеличенное телескопической системой голографическое изображение

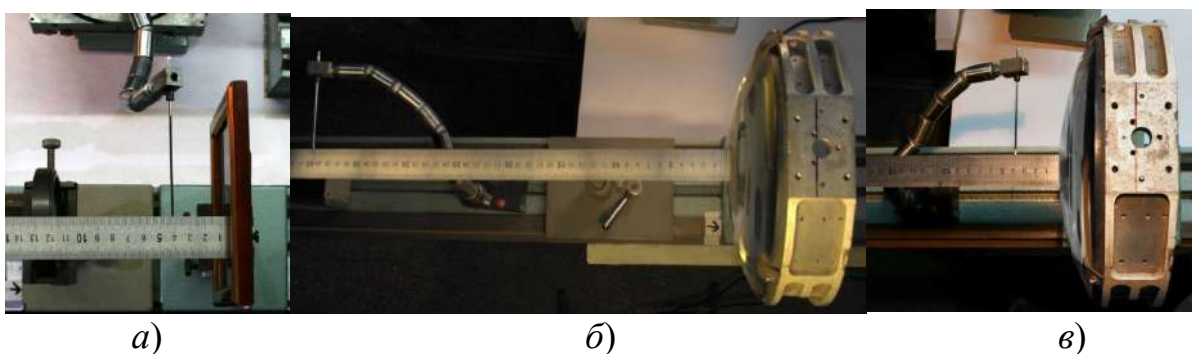


Рис. 8. *а)* расположение вынесенного перед голограммой фрагмента 3D изображения, *б)* его положение за объективом O_2 , *в)* положение поверхности голограммы за объективом O_2

Полученное более, чем трёхкратное отношение продольного размера изображения к поперечному без видимых 3D деформаций не является предельным и расчёты по схеме рис. 4 позволяют надеяться на возможную реализацию увеличения продольного размера 3D голографического изображения в несколько десятков, а возможно и сотни раз.



Рис. 9. Оптическая проекционная увеличивающая система первого советского телевизора КВН

Использование оптических проекционных систем, устраняющих недостатки первых цифровых голографических мониторов более, чем вероятно на первых этапах развития голографических устройств 3D дополненной реальности и голографического телевидения. Логично ожидать, что голографическое 3D телевидение пройдёт в своём развитии путь, аналогичный классическому телевидению В. К. Зворыкина.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады Академии наук СССР. – 1962. – Том 144. – № 6. – С. 1275-1278
2. Goodman, J.W. Digital image formation from electronically detected holograms [Text] / J.W. Goodman, R.W. Lawrence // Applied Physics Letters. – 1967. – Vol. 11. – P. 77-79.
3. Федоров Б.Ф. Цифровая голография [Текст]/ Б.Ф. Федоров, Р.И. Эльтман.– М.: Наука, 1976 г.
4. Ярославский, Л.П. Цифровая голография [Текст] / Л.П. Ярославский, Н.С. Мерзляков. – М.: Наука, 1982. – 219 С.
5. Рапопорт Б. И. Возможности передачи голографического изображения малокадровой телевизионной системой // Техника кино и телевидения. – 1971. – № 9. – С. 42.
6. Шойдин С. А. Патент РФ № 2707582, приоритет от 03.07.2018, Опубликовано: 28.11.2019 Бюл. № 34
7. Damien P. Kelly. Numerical calculation of the Fresnel transform // Journal of the Optical Society of America. 2014. V. 31, Issue 4. P. 755-764.
8. Шойдин С. А., Пазоев А. Л. Преобразование Френеля в моделировании голограмм [Текст] // ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ-2018. Новосибирск, 2018. С. 95-98.
9. Мерзляков Н. С. Некоторые особенности использования дискретного преобразования Френеля при цифровом восстановлении голограмм / Н. С. Мерзляков, Н. Р. Попова // Автометрия. – 1987. – № 5. – С. 17–22.
10. Гужов В. И., Несин Р. Б., Емельянов В. А. Представление преобразования Френеля в дискретной форме / В. И. Гужов, Р. Б. Несин, В. А. Емельянов // Автоматика и программная инженерия. – 2016. – № 1 (15). – С. 91-96.
11. Mas D. Fast algorithms for free-space diffraction patterns calculation / D. Mas, J. Garcia, C. Ferreira, L. M. Bernardo, F. Marinho // Optics Communications. – 1999. – № 164. – P. 233-245
12. Балтийский С. А. Современные методы цифровой голографии / С. А. Балтийский, И. П. Гуров, С. Де Никола, Д. Коппола, П. Ферраро // Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей. – 2004. – С. 91-117.
13. Борн М. Основы оптики / М.Борн, Э. Вольф //Перевод с английского. – 2-е изд. – Москва: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973. – С. 154.
14. Заказнов Н. П., Кирюшин С. И., Кузичев В. И. Теория оптических систем / Н. П. Заказнов, С. И. Кирюшин, В. И. Кузичев // Учебник для студентов приборостроительных специальностей вузов. – 3-е изд., перераб. и доп. – Москва: Машиностроение, 1992. – 448 с.
15. Жимулёва Е. С., Завьялов П. С., Кравченко М. С. Методологические Разработки телецентрических объективов для систем размерного контроля // Автометрия. – 2018. – Т. 54, № 1. – С. 61–70.

© С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, 2020

СНИЖЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ ОБНАРУЖЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРА С АЗОТНОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ПЛАЗМОЙ «ГРАНД-СВЧ»

Олег Владимирович Комин

Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20, студент; Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1; тел. (383) 330-22-52, e-mail: kominoleg97@mail.ru

Олег Владимирович Пелипасов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1; ООО «ВМК-Оптоэлектроника», 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1; инженер ИАиЭ СО РАН, тел. (383) 330-22-52, e-mail: pelipasov@gmail.com

В статье приводятся результаты исследования влияния подводимой к микроволновой плазме мощности и расхода газа распылителя на пределы обнаружения спектрометра с азотной микроволновой плазмой «Гранд-СВЧ». Показано, что изменение интенсивности спектральных линий определяемых элементов при варьировании параметров источника возбуждения спектров связана с их энергией возбуждения. Максимальные значения интенсивности линий достигаются при мощности 1700 Вт, потоке газа распылителя 0,4 л/мин и 0,6 л/мин для линий с энергиями возбуждения 4–15 эВ и 3,5–4 эВ, соответственно. Использование полученных значений параметров источника возбуждения спектров позволяет снизить пределы обнаружения элементов в 1,5–4 раза.

Ключевые слова: микроволновая плазма, пределы обнаружения, мощность, поток газа распылителя, спектр.

REDUCING THE DETECTION LIMITS OF SPECTROMETER WITH NITROGEN MICROWAVE PLASMA «GRAND-SVCH»

Oleg V. Komin

Novosibirsk State Technical University, 20, K. Marks Prospekt, Novosibirsk, 630073, Russia; Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Academician Koptyug ave., Novosibirsk, 630090, Russia, e-mail: kominoleg97@mail.ru

Oleg V. Pelipasov

Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Akademik Koptyug Prospekt, Novosibirsk, 630090, Russia; LLC “VMK-Optoelektronika”, 1, Academician Koptyug St., Novosibirsk, 630090, Russia, e-mail: pelipasov@gmail.com

The article presents the results of a study of the effect of the power supplied to the microwave plasma and the nebulizer gas flow rate on the detection limits of the spectrometer with nitrogen microwave plasma «Grand-SVCH». It is shown that a change of the spectral lines intensity of the elements being determined with varying parameters of the spectra excitation source is related to their excitation energy. The maximum intensities of the lines are achieved at a power of 1700 W and a nebulizer gas flow of 0,4 l/min and 0,6 l/min for lines with excitation energies of 4–15 eV and 3,5–4 eV, respectively. Using the obtained values of the parameters of the excitation source of the spectra allows reducing the detection limits of elements by 1,5–4 times.

Key words: microwave plasma, detection limits, power, nebulizer gas flow, spectrum.

Введение

Задачи многоэлементного анализа высокочистых веществ в настоящее время становятся все более актуальными, поскольку уникальные свойства этих веществ проявляются при содержании примесных элементов менее 10^{-5} %. Присутствие примесей изменяет собственные свойства таких веществ, причем влияние конкретной примеси на функциональные свойства зачастую определяется концентрацией примеси и носит пороговый характер. Возможность определения примесей с минимально возможными пределами обнаружения (ПО) элементов является обязательным требованием при разработке новых методов анализа высокочистых веществ и приборов на их основе.

Интенсивность любой линии, используемой для расчета концентрации, является разностью двух величин: суммарной интенсивности линии, куда входит излучение атомов аналита и излучение на той же длине волны всех других атомов и молекул и интенсивности фона, то есть интенсивности излучения, которую имела бы проба, если бы она не содержала определяемого элемента. Обе эти величины измеряют со своей погрешностью, поэтому определение минимального уровня содержания элемента в пробе требует статистического подхода. Международный союз теоретической и прикладной химии (ИЮПАК) в 1994 году рекомендовал для оценки возможностей методики (прибора) наряду с характеристиками погрешностей результатов анализа, в частности, с относительным стандартным отклонением, приводить ПО определяемого элемента (в зарубежных изданиях – limit of detection, DL или LOD) [1].

Существует класс приборов для проведения многоэлементного анализа растворов, использующих микроволновую (2.45 ГГц) плазму (МП) в качестве источника возбуждения спектров [2,3]. Для создания микроволновой плазмы в таких приборах используют азот, получаемый, как правило, лабораторными генераторами азота из воздуха [2,4]. Излучение азотной МП представляет собой высокоструктурированные электронно-колебательно-вращательные полосы, расположенные во всем рабочем спектральном диапазоне от 190 до 1000 нм. Использование тороидальной (кольцевой) формы МП [2] позволяет увеличить отношение интенсивности спектральных линии к фону плазмы, и, соответственно, снизить ПО. Интенсивности спектральных линий, фон МП, ее стабильность и устойчивость, прежде всего, определяются характеристиками плазмы: температурой и объемом. В современных спектрометрах с МП можно менять характеристики плазмы путем изменения основных рабочих параметров источника возбуждения спектров, к которым относятся расход плазмообразующего газа, подводимая к плазме мощность и др.

Целью работы является изучение возможности снижения пределов обнаружения атомно-эмиссионного спектрометра с азотной микроволновой плазмой «Гранд-СВЧ» путем оптимизации параметров источника возбуждения спектров.

Методы и материалы

Спектрометр «Гранд-СВЧ» включает источник возбуждения спектров на основе азотной МП и оптический спектрометр высокого разрешения «Гранд» [5] (рис. 1). Спектрометр имеет разрешение 10 пм в области 190 – 350 нм [2]. В работе использовали многоэлементные растворы МЭС-1 и МЭС-2 (Al, Ca, Cd, Fe, Mg, Mn, Na, Cr, Zn, Li, K, P, B, V, Bi, Ga, In, Co, Cu, Ni, Si, Ti) с концентрацией элементов 2 мг/л. Одновременная регистрация спектра в диапазоне 190–350 нм с базовой экспозицией 10 мс осуществлялась сборкой 14 линеек фотодетекторов БЛПП-2000 [6]. Время интегрирования одного спектра – 10 секунд.

Для создания и поддержания МП в работе использовали горелку от спектрометра с индуктивно-связанной плазмой Spectro ML175005 (Meinhard, США) с внутренним диаметром инжектора 1,8 мм. Для введения аэрозоля раствора использовали двухпроходную распылительную камеру 20-809-0285HE (Glass Expansion, США) и концентрический распылитель One Neb 2010126900 (Agilent, США).



Рис. 1. Внешний вид спектрометра «Гранд-СВЧ» в исполнении с разделенным спектрометром и источником возбуждения спектров

Полученная МП стабильна и устойчива в диапазоне параметров: подводимая к плазме мощность – 1200–1700 Вт, расход промежуточного и газа распылителя – 0,25–1 л/мин, расход внешнего газа – 10–25 л/мин. Для получения спектров МЭС-1 и МЭС-2 использовались следующие параметры: мощность СВЧ – 1200 Вт, расход внешнего газа горелки – 12 л/мин, расход промежуточного газа горелки – 0,5 л/мин, расход газа распылителя – 0,4 л/мин.

Спектр азотной МП (рис. 2) представляет собой высоко структурированные молекулярные полосы молекул NO (190–250 нм), OH (305–320 нм), NH (320–335 нм) различной интенсивности [7]. Спектр смеси многоэлементных растворов

МЭС-1 и МЭС-2 представлен на рис. 3. Расчет интенсивности спектральных линий проводился после попиксельного вычитания спектра пустой пробы, не содержащей элементы, из спектра пробы. В результате вычитания получается спектр элементов раствора МЭС 1+2 без молекулярных полос (рис. 4).

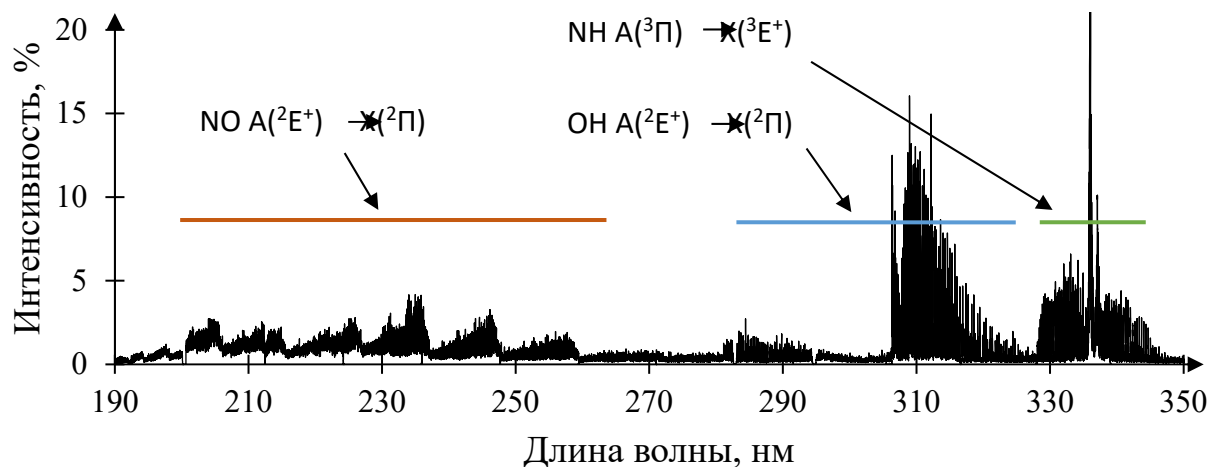


Рис. 2. Спектр МП в области 190–350 нм с молекулярными полосами NO (190–250 нм), ОН (305–320 нм), NH (320–335 нм)

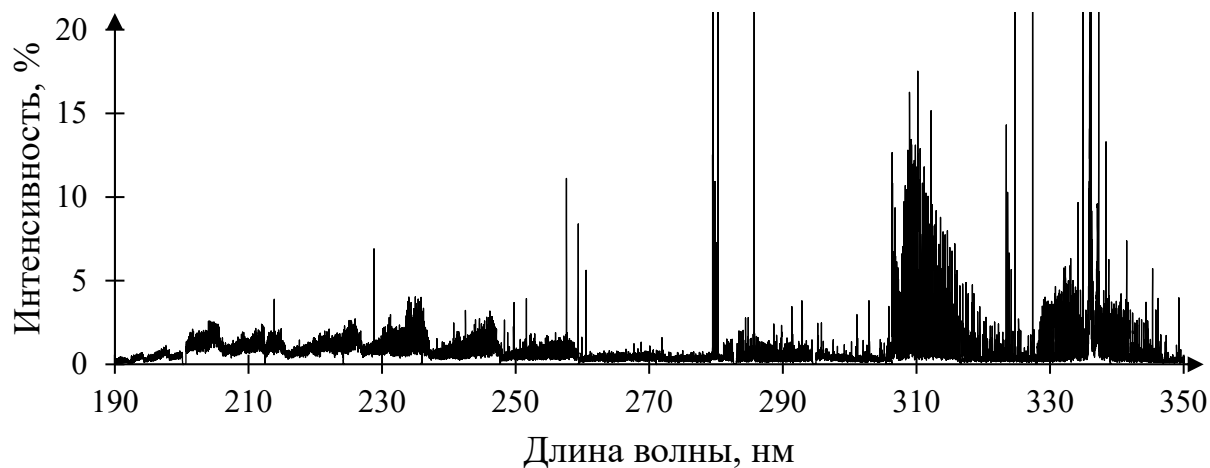


Рис. 3. Спектр МП в области от 190 до 350 нм, полученный при введении в плазму многоэлементного раствора МЭС 1+2

На рис. 5 для примера представлены два фрагмента спектра анализируемого раствора смеси МЭС-1 и МЭС-2 в области аналитических линий Ti и V, расположенных на фоне молекулярных полос ОН, фрагмент спектра пустой пробы с полосами ОН и результат их вычитания, в результате которого указанные линии становятся свободны от наложений и позволяют измерить их интенсивность.

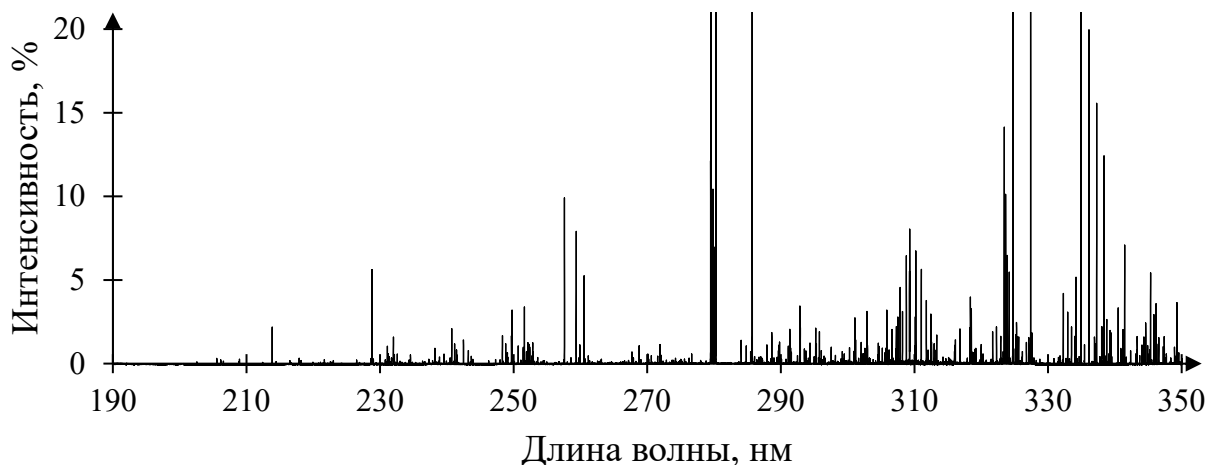


Рис. 4. Спектр МЭС-1 и МЭС-2 в области от 190 до 350 нм, полученный в результате вычитания спектра пустой пробы из спектра пробы

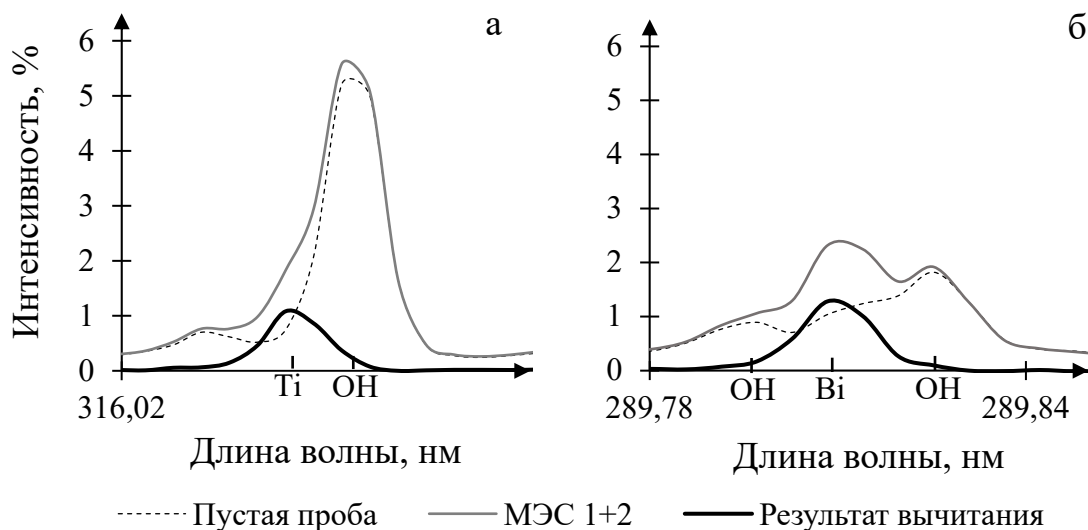


Рис. 5. Спектральные линии Ti – а) и Bi – б) до и после операции вычитания спектра пустой пробы из спектра МЭС-1 и МЭС-2

Результаты и обсуждение

Изменение интенсивности спектральной линии при варьировании параметров источника возбуждения МП зависит от энергии возбуждения уровня [8], поскольку изменение этих параметров влияет, прежде всего, на температуру плазмы [9]. Исходя из этого, на практике часто спектральные линии с близкими энергиями возбуждения объединяют в группы (табл. 1).

Объединение спектральных линий в группы по суммарной энергии возбуждения.

Спектральная линия, нм		Энергия возбуждения, эВ	Энергия ионизации, эВ	Суммарная энергия, эВ
I	Cd 214.44 (II)	5,78	8,99	14,77
	Fe 259.84 (II)	4,77	7,90	12,67
	Mn 260.56 (II)	4,76	7,43	12,19
	Ti 308.80 (II)	4,01	6,83	10,84
	Ca 317.93 (II)	3,90	6,11	10,01
II	Zn 213.86 (I)	5,80	-	5,80
	Cd 228.80 (I)	5,42	-	5,42
	B 249.77 (I)	4,96	-	4,96
	Mg 277.98 (I)	4,46	-	4,46
	Ga 294.36 (I)	4,21	-	4,21
III	Al 308.22 (I)	4,02	-	4,02
	V 318.39 (I)	3,89	-	3,89
	Cu 327.40 (I)	3,79	-	3,79
	Ni 341.48 (I)	3,63	-	3,63
	Co 345.35 (I)	3,59	-	3,59

Первая группа включает ионные линии с энергиями возбуждения от 10 до 15 эВ. Вторая группы – атомные линии с энергиями от 4 до 6 эВ. Спектральные линии с энергиями менее 4 эВ объединены в третью группу. Линии с энергиями от 6 до 10 эВ не вошли в таблицу, поскольку спектральный диапазон, включающий спектральные линии с этими энергиями (менее 190 нм и более 350 нм), в настоящей работе не регистрировался.

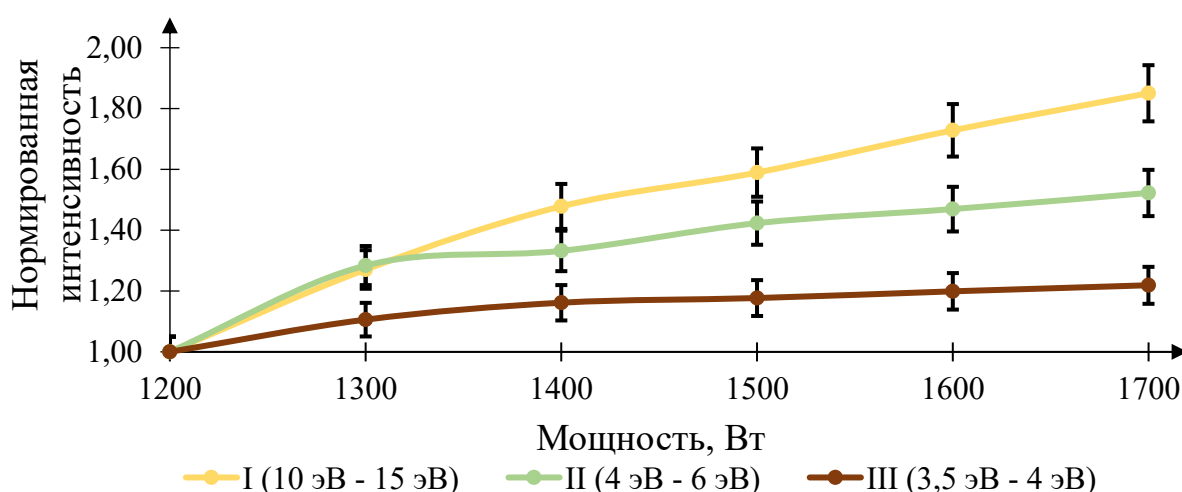


Рис. 6. Зависимость средней арифметической величины интенсивности спектральных линии групп I – III от мощности, подводимой к МП

Известно, что увеличение подводимой к МП мощности приводит к увеличению энергии электронов в плазме, что, в свою очередь, приводит к увеличению интенсивности спектральных линий [10]. Для МП интенсивность линий растет при увеличении мощности от 1200 до 1700 Вт, не зависимо от их энергии возбуждения (см. рис. 6). Увеличение мощности более 1700 Вт привело бы, вероятно, к дальнейшему росту интенсивности линий, однако, верхняя граница мощности ограничена используемым магнетроном и источником питания [11]. Максимум интенсивности спектральных линий для всех трех групп линий достигается при мощности 1700 Вт.

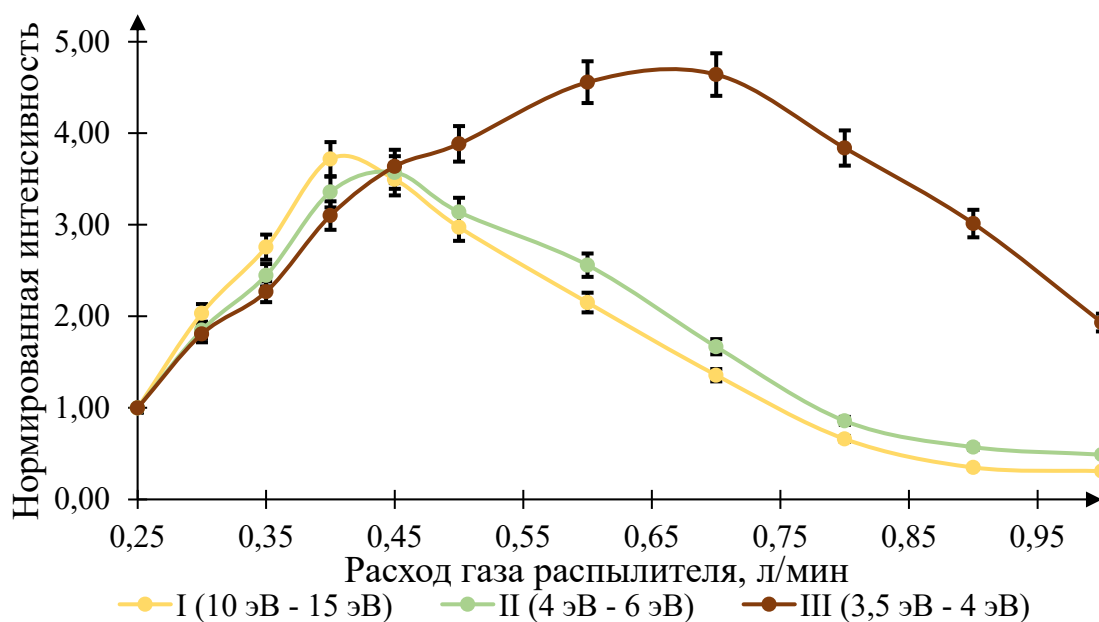


Рис. 7. Зависимость средней арифметической величины интенсивности спектральных линии групп I – III от расхода газа распылителя

Увеличение расхода газа распылителя приводит к уменьшению времени пребывания атомов анализируемого вещества в плазме, вследствие чего атомы не успевают поглотить достаточное количество энергии и интенсивность линий с высокими энергиями возбуждения падает [12–13]. Интенсивность спектральных линий с низкими энергиями возбуждения, наоборот, возрастает (рис. 7). Для каждой группы линий существует расход газа распылителя, при котором интенсивность линий достигает своего максимального значения. Так, первая и вторая группы линий имеют максимум интенсивности при расходе газа 0,4 л/мин, а третья группа – при 0,6 л/мин.

Для исследования влияния параметров спектрометра с МП «Гранд-СВЧ» проводился расчет ПО [7] при следующих мощностях и расходах газа: 1200 Вт и 0,4 л/мин, 1200 Вт и 0,6 л/мин, 1700 Вт и 0,4 л/мин.

$$PO = 3\sigma \frac{C}{I_L - I_\Phi}, \quad (1)$$

где σ – стандартное отклонение измеренных спектров, C – концентрация элемента в растворе, I_L – интенсивность спектральной линии, I_Φ – интенсивность фона плазмы.

Таблица 2

ПО элементов (мкг/л) спектрометра «Гранд-СВЧ» при мощности и расходе газа: 1200 Вт и 0.4 л/мин, 1200 Вт и 0.6 л/мин, 1700 Вт и 0.4 л/мин и Agilent MP-AES 4100.

Элемент/длина волны, нм	Энергия возбуждения, эВ	1200 Вт, 0.4 л/мин	1200 Вт, 0.6 л/мин	1700 Вт, 0.4 л/мин	Agilent MP-AES 4100 [14]
Fe 259.93 (371.99)	12,67	4,41	6,12	1,94	1,60
Zn 213.85	5,80	5,66	6,91	2,84	3,20
Cd 228.80	5,42	1,39	1,54	1,28	1,40
B 249.77	4,96	1,10	1,54	0,55	0,60
Mn 257.61 (403.08)	4,81	0,60	0,78	0,38	0,25
Cr 267.72 (425.43)	4,63	0,68	0,89	0,36	0,50
Mg 279.55 (383.23)	4,43	0,17	0,21	0,10	0,12
Al 309.27 (396.15)	4,01	1,60	1,08	0,94	1,30
V 309.31 (437.92)	4,01	0,91	1,14	0,49	0,20
Cu 324.75	3,79	0,83	0,51	0,48	0,60
Ni 341.47	3,63	3,31	2,06	2,69	1,30
Co 345.35 (350.23)	3,59	5,58	3,25	2,97	-

ПО спектрометра с МП «Гранд-СВЧ», рассчитанные для ряда элементов, сопоставимы с ПО спектрометра Agilent MP-AES 4100 (табл. 2). В работе [14] длины волн спектральных линий некоторых элементов, по которым проводился расчет ПО, не соответствует длинам волн используемым в настоящей работе. Длины волн из работы [14] приведены в скобках рядом с элементом в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что увеличение мощности с 1200 Вт до 1700 Вт приводит к снижению ПО элементов в 1,5–2 раза вне зависимости от энергий возбуждения спектральных линий. Это свидетельствует о том, что увеличение мощности приводит к большему росту интенсивности спектральных линий по сравнению с интенсивностью фона плазмы. ПО для линий с высокими энергиями возбуждения имеют минимальные значения при расходе газа 0,4 л/мин. Увеличение расхода газа до 0,6 л/мин приводит к увеличению ПО линий с энергиями от 4 до 15 эВ до 2 раз. Для линий с энергиями менее 4 эВ наблюдается снижение ПО при оптимальном расходе (0,6 л/мин) относительно стандартного (0,4 л/мин) в 2 раз.

Таким образом, используя подводимую к МП мощность 1700 Вт и расходы газа распылителя 0,4 л/мин – для линий с энергиями от 4 до 15 эВ и 0,6 л/мин – с энергиями менее 4 эВ, можно снизить ПО элементов в 1,5–4 раза.

Заключение

Исследование влияния таких параметров как подводимая к МП мощность и расход газа распылителя на интенсивность спектральных линий показали, что максимальное значение интенсивности линий с энергиями возбуждения в диапазоне от 3,5 до 15 эВ достигается при мощности 1700 Вт. Максимум интенсивностей для линий с энергиями от 4 до 15 эВ достигается при расходе 0,4 л/мин, а для линий с энергиями менее 4 эВ – при расходе 0.6 л/мин.

Использование оптимальных параметров при определении химических элементов приводит к снижению их ПО в 1,5–4 раза. Использование подводимой к МП мощности 1700 Вт, приводит к снижению ПО в 1,5–2 раза по сравнению с мощностью в 1200 Вт, а расхода газа распылителя 0.6 л/мин для линий с энергиями возбуждения 3,5–4 эВ в 2 раза. ПО элементов со спектральными линиями с высокими энергиями возбуждения имеют минимальные значения при расходе газа распылителя 0,4 л/мин.

В дальнейшем планируются работы по снижению ПО разработанного оптического спектрометра с МП путем использования различных методов введения пробы в плазму, в частности, с помощью ультразвукового распылителя.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Журн. аналит. химии. 1998. Т. 53. № 9. С. 999.
2. О.В. Пелипасов и др. Спектрометр с микроволновой плазмой «ГРАНД-СВЧ» для атомно-эмиссионного анализа // Аналитика и контроль. – 2019. – Т. 23. – № 1. – С. 1–11.
3. MP-AES Systems [Электронный ресурс] URL: <https://www.agilent.com/en/products/mp-aes/mp-aes-systems> (дата обращения: 27.02.2020).
4. Hammer M. R. A magnetically excited microwave plasma source for atomic emission spectroscopy with performance approaching that of the inductively coupled plasma // Spectrochim. Acta Part B. – 2008. – Vol. 63. – P. 456 – 464.
5. Лабусов В. А., Гаранин В. Г., Зарубин И. А. Новые спектральные комплексы на основе анализаторов МАЭС // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2017. – Т. 83. – С. 15–20.
6. Бабин С.А., Селюнин Д.О., Лабусов В.А. Быстродействующие анализаторы МАЭС на основе линеек фотодетекторов БЛПП-2000 и БЛПП-4000 // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2019. – Т. 85. – № 1(II). – С. 96–102.
7. Чудинов Э.Г. Атомно-эмиссионный анализ с индукционной плазмой. –М. : ВИНТИ, 1990. – 251 с.
8. Charles H. et al. Experimental transition probabilities for spectral lines of seventy elements // NBS Monograph. – 1962.
9. Boumans P. W. J. M. Modification and optimization of a 50 MHz inductively coupled argon plasma with special reference to analyses using organic solvents // Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc. – 1982. – Vol. 37. – P. 97–126.
10. Aghaei M. Optimization of operating parameters for inductively coupled plasma mass spectrometry: A computational study // Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc. – 2012. – Vol. 76. – P. 56–64.
11. Универсальный генератор «Везувий-3» [Электронный ресурс] URL: http://www.vmk.ru/product/istochnik_vozbuzhdeniya_spektra/vezuviy.html (дата обращения: 27.02.2020)

12. Kovacs B. et al. Studies on parameters of inductively coupled plasma spectrometer // Commun. Soil Sci. Plant Anal. – 1998 . – Vol. 29. – P. 2035–2054
13. Aghaei M. Occurrence of gas flow rotational motion inside the ICP torch: A computational and experimental study // J. Anal. At. Spectrom. 2014. – Vol. 29. – P. 249–261.
14. Башилов А. В., Рогова О. Б. Атомно-эмиссионная спектроскопия микроволновой плазмы: позиционирование, возможности, достоинства и ограничения // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2014 . – Т. 85. – № 5. – С. 23–28.

© О. В. Комин, О. В. Пелипасов, 2020

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ С ПОВЕРХНОСТЯМИ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ И ЭЛЕМЕНТАМИ КИНОФОРМА

Николай Юрьевич Никаноров

Новосибирский приборостроительный завод, 630049, Россия г. Новосибирск, ул. Д. Ковальчук 179/2, заместитель технического директора по оптическим системам и технологиям, тел. (383)236-77-83, e-mail: distorsya@ngs.ru

Елизавета Геннадьевна Бобылева

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10, старший преподаватель кафедры фотоники и приборостроения, тел. (383)343-91-11, e-mail: kaf.nio@ssga.ru

Рассматриваются методы контроля оптических деталей с поверхностями свободной формы и элементами киноформа в производственных условиях. Два из рассматриваемых методов – интерферометрический (с использованием голографических компенсаторов) и профилометрический (с использованием контактных профилометров) – широко известны и используются в производственной практике. Метод бесконтактной профилометрии на основе хроматических конфокальных датчиков для контроля формы поверхности оптических деталей в производственных условиях ранее не применялся.

Ключевые слова: оптические детали со свободной поверхностью, киноформ, бесконтактный профилометр, контроль формы поверхности, интерферометр.

CONTROL METHODS OF OPTICAL DETAILS WITH FREE-FORM SURFACES AND KINIFORM ELEMENTS

Nikolai Y. Nikanorov

Novosibirsk Instrument-Making Plant, 179/2, D. Kovalchuk St., Novosibirsk, 63004, Russia, Deputy Technical Director for Optic Systems and Technologies, phone: (383)236-77-83; email: distrosya@ngs.ru

Elizabeth G. Bobyleva

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10 Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Senior Lecturer, Department of Photonics and Device Engineering, phone: (383)343- 91-11, e-mail: kaf.nio@ssga.ru

Methods of control of optical parts with free-form surfaces and kinoform elements under production conditions are considered. Two of the considered methods - interferometric (using holographic compensators) and profilometric (using contact profilometers) - are widely known and used in industrial practice. The method of non-contact profilometry, based on chromatic confocal sensors to control the surface shape of optical parts in industrial conditions, was not previously applied.

Key words: optical parts with a free surface, kinoform, non-contact profilometer, control the shape of the surface, interferometer.

Введение

Технологии производства матричных фотоприемных устройств в настоящее время обеспечивают серийный выпуск матриц с размером пикселя, соизмеримым с длиной волны в рабочем диапазоне спектра. Для видимой и ближней ИК-областей спектра размер пикселя составляет 1×1 мкм, а для дальней ИК-области спектра (8–14 мкм) – 12×12 мкм [1, 2]. Для того, чтобы реализовать возможности данных матриц по разрешающей способности необходимы оптические системы дифракционно ограниченного качества с высокой апертурой ($\bar{A} \leq 1:1$) [3–5]. При этом необходимо оптимизировать массогабаритные характеристики, а также обеспечивать высокие значения светопропускания. Особенно это важно для оптических систем, работающих в дальней ИК-области спектра [6, 7]. Материалы, используемые при изготовлении оптических деталей для данной области, обладают большими значениями плотности (германий – $5,33$ г / см^3 ; селенид цинка – $5,26$ г / см^3) [8,9], имеют высокие показатели преломления и значения френелевского отражения – от 17 до 36 %. Данные параметры можно уменьшить не только за счет высокоэффективных просветляющих покрытий [10, 11], но и высоким внутренним рассеиванием [12]. Кроме того, экономический фактор и высокая стоимость данных материалов [13] является дополнительным стимулом для снижения материалоемкости оптических схем. В связи с этим можно сказать, что сокращение количества линз в оптической системе является актуальной задачей.

Оптические схемы, построенные на классических сферических линзах, исчерпали свои возможности. А использование для расчетов оптических схем программного продукта, в частности ZEMAX [14], и для обработки оптических деталей станков с ЧПУ [15,16] позволяет изготавливать линзы с асферической формой поверхности, применение которых приводит к сокращению количества деталей в оптических системах.

Использование асферических поверхностей, в том числе и поверхностей свободной формы, позволяет компенсировать монохроматические аберрации, но для этого необходимо применять ахроматические пары (германий – селенид цинка; кремний ФК-И, германий – халькогенидные стекла), что усложняет оптическую схему.

Дальнейшим развитием и упрощением схем для оптических систем, работающих в средней (3–5 мкм) и дальней ИК-областях спектра является нанесение на асферическую поверхность детали элементов киноформа (зон с фазовым сдвигом). Комбинация асферической поверхности с элементами киноформа (гибридная поверхность) позволяет корректировать хроматические аберрации и, в свою очередь, производить расчет оптических систем с использованием одного оптического материала.

Асферические линзы с элементами киноформа широко представлены в таких каталогах как Edmund Optics или ThorLabs [17,18]. Методы расчета и технология изготовления данных линз в статье не рассматриваются. Темой работы является сравнение методов контроля формы поверхности данных линз.

Методы контроля оптических деталей с асферической формой поверхности

Методы контроля деталей с асферической формой поверхности в производственных условиях описаны в работе [19]. Но наиболее востребованными в настоящее время являются:

1. Профилометрический – с использованием контактных профилометров[20];
2. Интерферометрический – с использованием специальных голографических компенсаторов [21].

Данные методы обладают как недостатками, так и преимуществами.

Программное обеспечение современных станков с ЧПУ для обработки оптических деталей, выпускаемое компаниями SatisLohGmbH, OptiTech (SchuncGroup), адаптировано для работы как с результатами, полученными с профилометра, так и с интерферометров по схеме Физо типа Mark II, IV фирмы ZYGO.

Для контроля непрерывных поверхностей данные методы являются достаточно надежными, хотя и обладают рядом ограничений.

Контактный профилометрический метод, во-первых, дает информацию о поверхности в сечении, и для выявления неосесимметричных ошибок необходимо делать измерения в нескольких сечениях; во-вторых, на мягких материалах, таких как селенид цинка и халькогенидные стекла, остается след от индентора (кроме того, это может быть источником погрешности измерения).

Интерференционный метод с использованием голографических компенсаторов лишен данных недостатков, так как является бесконтактным и дает информацию о всей поверхности. Но для реализации данного метода необходимо изготовление голографического компенсатора под каждую асферическую поверхность (метод не является универсальным), поэтому может быть экономически эффективным только для деталей, выпускаемых в условиях средне- и крупносерийного производств, а также для контроля уникальных оптических деталей.

При контроле гибридной асферической поверхности, кроме непосредственно самой формы, необходимо проконтролировать и параметр фазового сдвига, величина которого равна четверти длины волны рабочего диапазона и составляет для дальней ИК-области спектра 3 мкм (12 мкм край рабочей области).

Альтернативой вышеперечисленным методам может быть бесконтактный метод с использованием профилометра на основе хроматических конфокальных датчиков[22]. Особенностью работы данных профилометров является высокая разрешающая способность по оси Z и несколько меньшая в латеральной плоскости. Данные профилометры позволяют восстанавливать форму поверхности за счет сканирования в латеральной плоскости. Преимущество данного метода перед выше перечисленными очевидно: метод бесконтактный, дает информацию о всей поверхности и не требует дополнительной подготовки (метод универсальный). К недостаткам данного метода перед прочими можно отнести низкую ско-

рость сканирования при нанометровом разрешении по оси Z , так как мгновенное поле зрения достаточно мало, что ограничивает применение метода для контроля формы поверхности оптических деталей.

Предлагается сравнить возможности вышеперечисленных методов для контроля оптической поверхности с фазовыми сдвигами на поверхности.

Экспериментальная часть

Для сравнительных испытаний вышеперечисленных методов было изготовлено вогнутое зеркало из алюминиевого сплава АМГ6 (выбор материала определялся минимальными деформациями поверхности после изготовления) диаметром 50 мм и радиусом 100,000 мм в центральной зоне, диаметром 16,6 мм – в средней зоне, ограниченной диаметрами 16,6–33,0 мм, радиусом 100,004 мм и в крайней зоне – радиусом 100,008 мм, при этом ступенька составляла 4 мкм, шероховатость поверхности – Rz 0,08, что обеспечивает возможность применения интерферометра с длиной волны 0,630 мкм.

Данная конфигурация образца для исследования определялась простотой изготовления и интерпретации результатов проведенных измерений.

Для измерения формы поверхности образца перечисленными ранее методами использовались:

- интерферометр OWI150 фирмы OptiTech (Schunc Group);
- контактный профилометр Форм Талесурф фирмы TaylorHobsonLtd;
- бесконтактный профилометр «Сканирующий профилометр на основе хроматических конфокальных датчиков».

Далее приведены результаты проведенных измерений.

На интерферометре было последовательно проведено наведение на бесконечную полосу в соответствующей зоне и измерен радиус данной поверхности. Начальной точкой отсчета послужила поверхность внутренней зоны, и измерение радиуса следующих зон осуществлялось относительно нее.

На рис. 1, 2 и 3 приведены интерферограммы поверхности. При этом на рис. 1 бесконечная полоса – на внутренней зоне, на рис. 2 бесконечная полоса – на средней зоне, а на рис. 3 бесконечная полоса – на внешней зоне. На рис. 3 отчетливо виден астигматизм на поверхности внешней зоны.

Из интерферограмм видно, что значение местной ошибки (PV) не меняется и составляет 0,90 полосы, на фазовой картине виден астигматизм в направлении верхнего правого угла.

С помощью маскирования можно выделять отдельные зоны и вычислять местные ошибки, но данный метод не позволяет определить величину фазового сдвига между зонами.

Методом контактной профилометрии удалось восстановить форму поверхности в трех сечениях (рис. 4, 5 и 6).

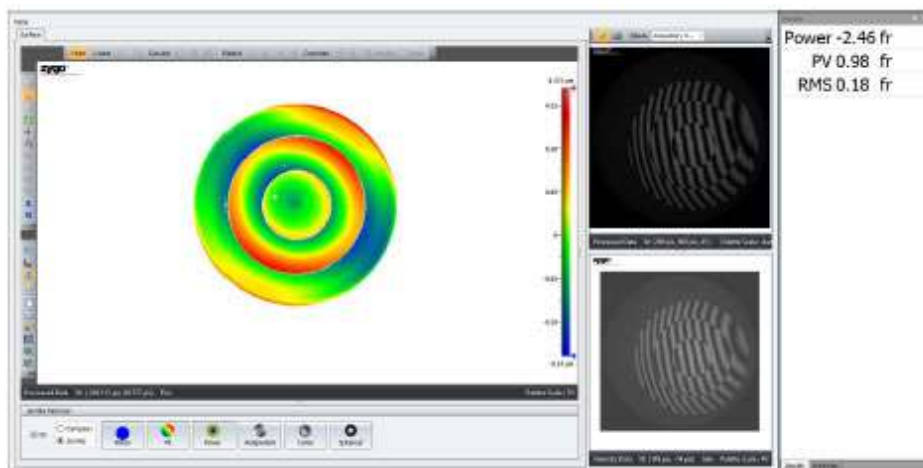


Рис. 1. Интерферограмма поверхности из радиуса 100,000 мм (внутренняя зона)

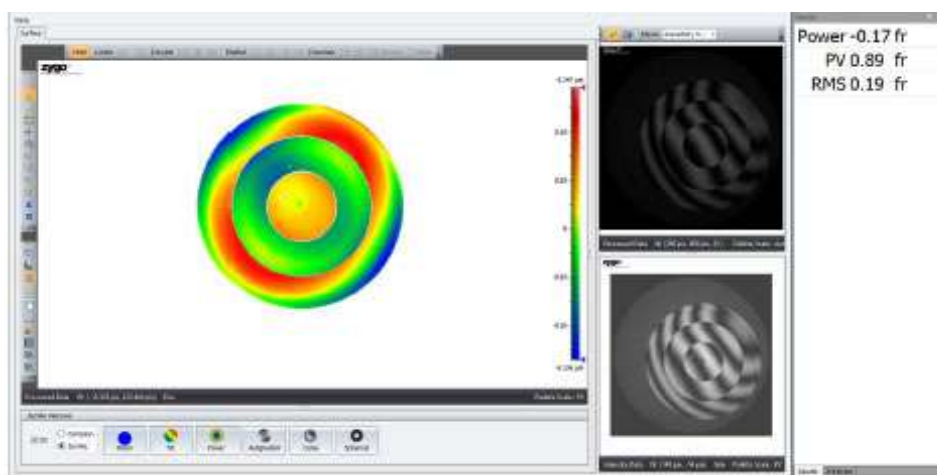


Рис. 2. Интерферограмма поверхности из радиуса 100,008 мм (средняя зона)

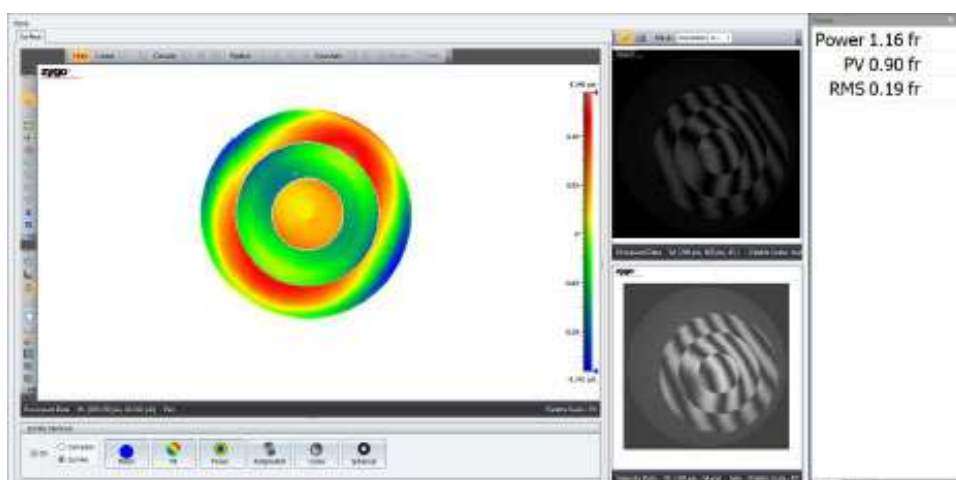
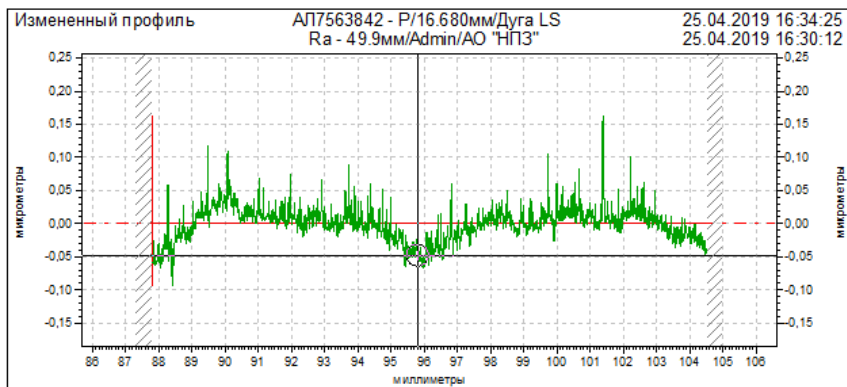
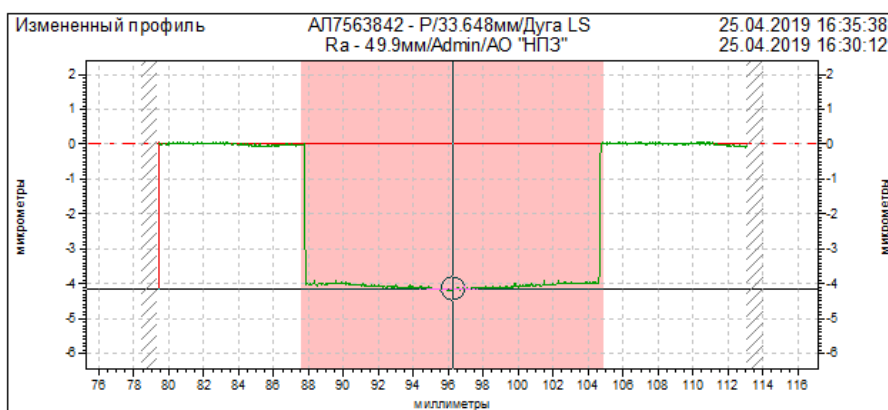


Рис. 3. Интерферограмма поверхности из радиуса 100,021 мм (внешняя зона)



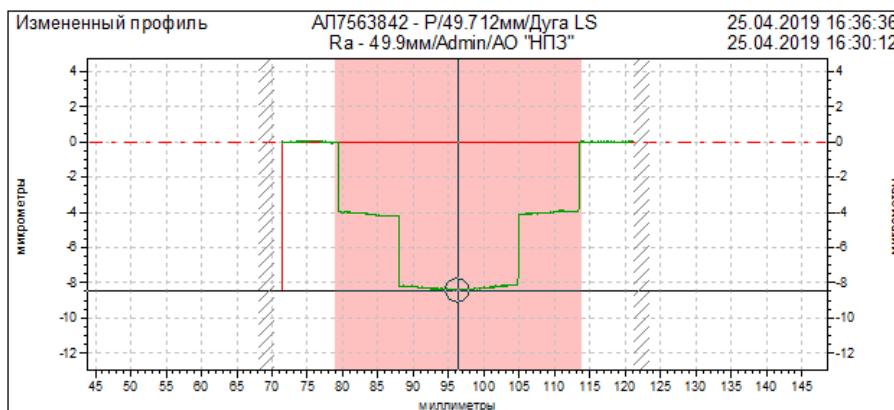
Радиус 99,9555 мм
 R_v 0,0950 мкм
 R_t 0,2582 мкм

Рис. 4. Внутренняя зона



Радиус 100,0035 мм
 R_v 4,1922 мкм
 R_t 4,2845 мкм

Рис. 5. Средняя зона

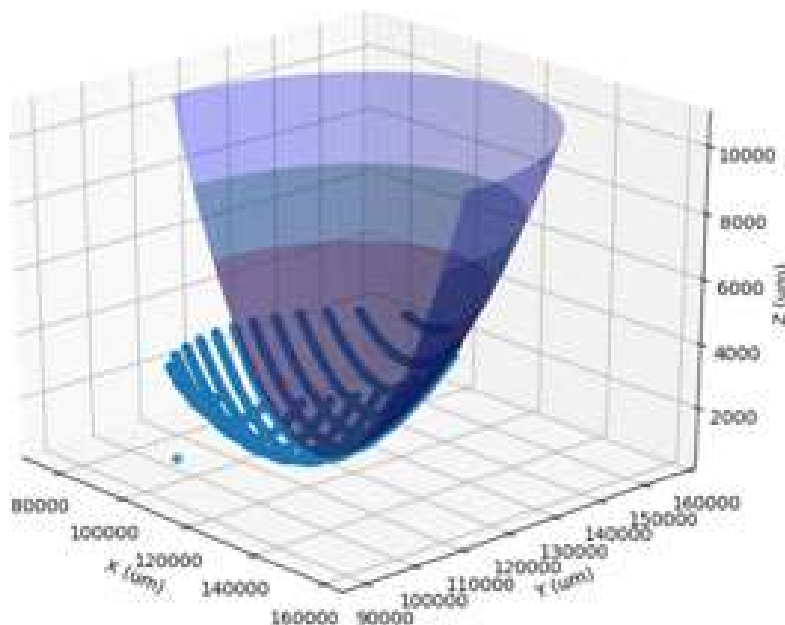


Радиус 100,0218 мм
 R_v 8,4432 мкм
 R_t 8,5420 мкм

Рис. 6. Внешняя зона

Из протоколов измерения рис 4, 5 и 6 видно, что радиусы, измеренные профилеометром, совпадают с измерениями, сделанными интерферометром: измеряется величина фазового сдвига между зонами, которая составляет 4 мкм. Но значение отступлений от формы профиля явно завышены и составляют величину суммарного фазового сдвига 8 мкм для внешней зоны. И только для внутренней зоны значение местной ошибки совпадают.

Результат измерений бесконтактным профилеометром приведен на рис. 7.



Параметры (мм)	Нижняя сфера	Средняя сфера	Верхняя сфера
R	99961.245	99588.151	99959.349
xс	116643.240	116643.087	116640.951
yс	114186.949	114189.348	114198.286
zс	100789.134	100418.670	100799.212

Рис. 7. Результаты измерений бесконтактным профилеометром

Из результатов измерений видно, что данный метод позволяет восстановить форму поверхности, хотя и значения измеренных радиусов не совпадают со значениями, полученными двумя предыдущими методами, но данное обстоятельство скорее связано с недостатками программного обеспечения.

Заключение

В данной работе приведены сравнения нескольких методов контроля оптических поверхностей с элементами киноформ. По результатам сравнения наиболее перспективным методом для контроля асферических поверхностей, в том

числе и с элементами киноформ, является метод бесконтактной профилометрии с применением сканирующих профилометров на основе хроматических конфокальных датчиков.

Можно отметить основные преимущества данного метода:

1. Отсутствует контакт с поверхностью;
2. Возможно восстановление формы поверхности;
3. Не требуются дополнительные голографические корректоры.

Для широкого внедрения метода бесконтактной профилометрии требуется доработка программного обеспечения в целях повышения скорости проведения измерений, что является основным недостатком данного метода.

Авторы выражают благодарность 07 лаборатории Института Автоматизации и Электрометрии, инженеру-технологу цеха опытного производства П. Иштулкину за содействие в проведении измерений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Матрицы тепловизионные [Electronic resource]. – Mode of access <http://npoamb.ru/catalog/matritsy/dld640/>
2. Неохлаждаемые болометрические матрицы [Electronic resource]. – Mode of access <http://astrohn.com/wp-content/uploads/2019/02/naumov-ivk-09-mikrobolometry-2019.pdf>
3. Тарасов, В.В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа [Текст] / В. В. Тарасов, Ю. Г. Якушенков. – М.: ЛОГОС, 2004. – 444 с.
4. Сеник, Б. Н. Современные тенденции в оптических технологиях, применяемых для улучшения выходных характеристик оптических и оптико-электронных систем [Текст] / Б. Н. Сеник, А.Б. Бельский, В.В. Потелов // Оптический журнал. – 2009. – № 8. – С.5-13.
5. Хацевич, Т.Н., Исследование объективов для малогабаритных тепловизионных приборов с позиции модели двухкомпонентного объектива [Текст] / Т. Н. Хацевич, Е. В. Дружкин // Вестник СГУГиТ. – Т.23, №2, 2018. – С. 245-261.
6. Мирошников, М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов [Текст]: учеб. пособие для приборостроительных вузов. – 2 изд., перераб. и доп. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отделение, 1983. – 696 с.
7. Дружкин, Е.В. Реализация общетехнических и специальных требований при разработке малогабаритных тепловизионных приборов наблюдения и прицелов [Текст] / Е. В. Дружкин, Т. Н. Хацевич // Приборы. – 2018. – № 1. – С. 43-50.
8. Зверев, В.А. Оптические материалы [Текст] / В.А. Зверев, Е.В. Кривоустова, Т. В. Точилина. – СПб.: НИУ ИТМО, 2009. – 244 с.
9. Оптические материалы и технологии [Текст] / под ред. Н.К. Павлычевой. – Казань: Казанский гос. техн. ун-т им. А.П. Туполева, 2008. – 484 с.
10. Новикова, Ю. А. Исследование оптических констант пленок фторидов в средней ИК-области спектра и синтез на их основе ахроматических просветляющих покрытий [Рукопись]: диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук. – СПб., 2015.
11. TYDEX: ИК-покрытия [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.tydex-optics.com/ru/products/coatings/ikpokrytiya/>
12. Германий для оптических применений [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.krasgermanium.com/products/5-Germanii-dlya-opticheskikh-primenenii>.
13. Германий монокристаллический, цена [Electronic resource]. – Mode of access http://novsib.specstali.ru/catalog/Metallurgicheskoe_syrie.

14. Leading optical Product Design Software off [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.zemax.com>.
15. Продукция OptoTech [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.optotech.de/ru/produkcija>.
16. Продукция SanisLoh [Electronic resource]. – Mode of access <https://www.satisloh.com/home/precision-optics/overview/>.
17. Продукция Edmund optics [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.edmundoptics.com>
18. Продукция ThorLabs [Electronic resource]. – Mode of access <http://www.ThorLabs.com>.
19. Гурин, Н. А. Контроль асферических поверхностей [Текст] / Н. А. Гурин, Н. Ю. Никаноров // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2017. XIII Междунар. науч. конгр. : Магистерская научная сессия «Первые шаги в науке» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 17–21 апреля 2017 г.). – Новосибирск : СГУГиТ, 2017. – 165 с. – С. 126-129.
20. Каталог продукции Taylor Hobson [Electronic resource]. – Mode of access <https://www.taylorhobson.ru/katalog-produkcii.html>.
21. Полещук, А.Г. Лазерные методы контроля асферической оптики [Текст] / А. Г. Полещук, А. Е. Маточкин // Фотоника. Т.2 – 2011. – С. 39-44.
22. Полещук, А.Г. Прецизионный лазерный технологический комплекс для производства шкал, сеток, фотошаблонов и синтезированных голограмм на основе лазерной трехмерной микро- и нанообработки [Текст] / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. П. Бессмельцев, Ю. Н. Никоноров, А. Л. Карван, А. Г. Верхогляд // ГОЛОЭКСПО-2015. XII Междунар. конференция., 12–15 октября 2015 г., Казань : сб. материалов. – Казань : 2015. – С. 38-42.

© Н. Ю. Никаноров, Е. Г. Бобылева, 2020

РАСЧЕТ АХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ (часть 2)

Юрий Цыдыпович Батомункуев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Александра Алексеевна Печенкина

АО «Новосибирский приборостроительный завод», 630049, Россия, г. Новосибирск, ул. Дуси Ковальчук, 179/2, заместитель начальника лаборатории (в промышленности), тел. (923)107-79-46, e-mail: dianova.aleksandra@mail.ru

В работе рассматривается ахроматизация трехкомпонентной дифракционной системы, состоящей из одного толстого и двух тонких голограммных оптических элементов. Получены аналитические выражения для исправления хроматической aberrации положения толстого собирающего голограммного оптического элемента двумя рассеивающими тонкими голограммными оптическими элементами в заданном диапазоне спектра. Показано, что для такой трехкомпонентной системы ахроматизация достигается при использовании двух тонких голограммных элементов, расположенных симметрично по обе стороны от толстого элемента и имеющих величину рабочего дифракционного порядка больше чем отношение фокусного расстояния к расстоянию от тонкого элемента до плоскости изображения (на заданной длине волны). Предложенная трехкомпонентная голографическая система может быть использована для преобразования как мнимого изображения в действительное, так и действительного в мнимое изображение в заданных спектральных участках видимого, ультрафиолетового или инфракрасного диапазонов спектра.

Ключевые слова: хроматическая aberrация, дифракционный оптический элемент, голограммный оптический элемент, ахроматизация.

CALCULATION OF THE ACHROMATIC DIFFRACTION SYSTEM WITH CORRECTED SPHERICAL ABERRATION (part 2)

Yury Ts. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D., Associate Professor, phone: (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Alexandra A. Pechenkina

Novosibirsk Instrument-making Plant, 179/2, D. Kovalchuk St., Novosibirsk, 630049, Russia, Deputy Chief, phone: (913)794-84-78, e-mail: dianova.aleksandra@mail.ru

Achromatization of a three-component diffraction system consisting of one thick and two thin hologram optical elements is considered in the work. Analytical expressions are obtained for correcting the chromatic aberration of the position of a thick focusing hologram optical element by two scattering thin hologram optical elements in a given spectrum range. It is shown that achromatization is achieved for such a three-component system using two thin hologram elements located symmetrically on both sides of the thick element and having a value of the working diffraction order greater than the ratio of the focal length to the distance from the thin element to the image plane (at a given

wavelength). The proposed three-component holographic system can be used to convert both an imaginary image into a real image and a real into an imaginary image in predetermined spectral regions of the visible, ultraviolet or infrared ranges of the spectrum.

Key words: chromatic aberration, diffractive optical element, holographic optical element, achromatization.

Введение

Данная работа является продолжением нашей предыдущей публикации [1], в которой были представлены результаты расчетов в заданном диапазоне спектра осевой сферической aberrации пятого порядка светосильного толстого дифракционного оптического элемента для ахроматической дифракционной системы. В качестве толстого дифракционного оптического элемента нами рассматривался толстый голограммный оптический элемент, который являлся базовым элементом предложенной в [1] ахроматической дифракционной системы. Известно, что в отличие от толстых отражающих голограммных элементов [2 - 6] толстые пропускающие голограммные элементы имеют высокую дифракционную эффективность в относительно широкой спектральной области [3, 4, 7]. Было подчеркнуто в [1], что этот факт открывает возможность разработки дифракционных систем с исправленной хроматической aberrацией на базе толстых голограммных оптических элементов.

Целью настоящей работы является получение аналитических выражений для исправления хроматической aberrации положения собирающего толстого голограммного оптического элемента в заданном диапазоне спектра двумя рассеивающими тонкими голограммными элементами.

Расчет трехкомпонентной ахроматической дифракционной системы

Известно, что хроматическую aberrацию одного голограммного оптического элемента можно исправить, за счет взаимной компенсации хроматической aberrацией другого голограммного элемента [8 - 12]. При использовании таких (компенсирующих) элементов для ахроматизации толстых голограммных элементов возможно как исправление хроматических aberrаций, так и исправление сферической aberrации третьего порядка (по крайней мере на одной длине волны рабочего спектрального диапазона [1,13 - 16]). Так, в качестве примера на рис. 1 приведена (из нашей работы [1]) схема симметричной трехкомпонентной дифракционной (голографической) системы, состоящая из двух тонких пропускающих голограммных элементов и одного пропускающего толстого голограммного элемента.

Рассмотрим расчет хроматической aberrации положения тонкого рассеивающего голограммного элемента, имеющего восстанавливающую волну в виде расходящейся сферической полихроматической волны из точечного источника S_1 и восстановленные монохроматические волны в виде расходящихся сферических волн из точечных мнимых источников S'_1 . В каждом порядке дифракции

эти мнимые источники расположены на оптической оси тонкого голограммного элемента, причем мнимый источник с большей длиной волны расположен ближе к тонкому голограммному элементу.

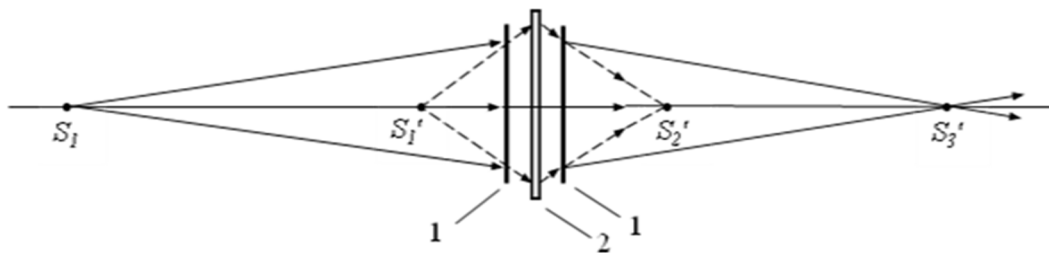


Рис. 1. Схема трехкомпонентной ахроматической голографической системы для точечного полихроматического источника S_1 : 1 – рассеивающие тонкие голограммные элементы, 2 – собирающий толстый голограммный элемент

Формула тонкого рассеивающего голограммного элемента может быть представлена в виде [5, 6, 17]

$$\frac{1}{z_{1c}} - \frac{1}{z_{1i}} = -\frac{k_1 \lambda_c}{F_{1o} \lambda_o},$$

где z_{1c} , z_{1i} – соответственно расстояния от центра тонкого голограммного элемента до точечного источника S_1 и до мнимых источников S_1' ; λ_c , λ_o – соответственно рабочая длина волны и длина волны записи; F_{1o} – фокусное расстояние тонкого голограммного элемента на длине волны записи (в первом порядке дифракции); k_1 – порядок дифракции.

При изменении рабочей длины волны на величину $\Delta\lambda_c$ соответствующая хроматическая aberrация положения Δz_{1i} тонкого рассеивающего голограммного элемента равна

$$\Delta z_{1i} = -\frac{k_1 \lambda_c z_{1i}^2}{F_{1o} \lambda_o} \Delta \lambda_c.$$

Формула толстого собирающего голограммного элемента может быть представлена (для симметричной рабочей схемы) в виде

$$\frac{2}{z_{2c}} = \frac{\lambda_c}{F_{2o} \lambda_o},$$

где z_{2c} – расстояние от центра толстого голограммного элемента до мнимых точечных источников S_1 ; F_{2o} – фокусное расстояние толстого ГОЭ (голограммный оптический элемент) на длине волны записи.

При изменении рабочей длины волны на величину $\Delta\lambda_c$ соответствующая хроматическая aberrация положения Δz_{2c} толстого собирающего голограммного элемента равна [14]

$$\Delta z_{2c} = -\frac{\lambda_c z_{2c}^2}{2F_{2o} \lambda_o} \Delta\lambda_c.$$

Приравнивая хроматические aberrации Δz_{1i} и Δz_{2c} тонкого и толстого голограммных элементов получаем условие, связывающее между собой их фокусные расстояния F_{1o} и F_{2o} :

$$\frac{z_{2c}^2}{2F_{2o}} = \frac{k_1 z_{1i}^2}{F_{1o}}.$$

Фокусное расстояние F_{2o} равно

$$F_{2o} = \frac{k_1 z_{1i}^2 \lambda_c^2}{2F_{1o} \lambda_o^2} = \frac{k_1 \lambda_c^2}{2F_{1o} \lambda_o^2} \left(\frac{1}{z_{1c}} - \frac{\lambda_c}{F_{1o} \lambda_o} \right)^{-2}.$$

При выводе этой формулы использовалась симметричность рабочей схемы толстого голограммного элемента, а именно

$$z_{2c} = 2F_{2o} \frac{\lambda_o}{\lambda_c}.$$

Расстояние z_{2c} должно быть не меньше расстояния z_{1i} ($z_{1i}/z_{2c} \leq 1$) или должно выполняться условие

$$\frac{z_{1i}}{z_{2c}} = \frac{z_{1i} \lambda_c}{2F_{2o} \lambda_o} = \frac{F_{1o} \lambda_o}{k_1 z_{1i} \lambda_c} \leq 1.$$

Таким образом, получаем, что тонкий голограммный элемент должен иметь дифракционный порядок

$$k_1 \geq \frac{F_{1o} \lambda_o}{z_{1i} \lambda_c}.$$

Фокусное расстояние тонкого голограммного элемента на длинах волн λ_c больше расстояний z_{1i} от этого элемента до мнимых источников восстановленных волн, поэтому дифракционный порядок тонкого голограммного элемента для представленной выше трехкомпонентной голографической системы должен быть больше единицы.

Аналогичным образом, приравнивая величины хроматических aberrаций положения толстого собирающего голограммного элемента и второго рассеивающего тонкого голограммного элемента, получаем, что второй рассеивающий элемент также должен иметь дифракционный порядок больше единицы. Фокусное расстояние толстого голограммного элемента связано с фокусным расстоянием второго тонкого голограммного элемента выражением

$$F_{2o} = \frac{k_3 z_{3i}^2 \lambda_c^2}{2F_{3o} \lambda_o^2} = \frac{k_3 \lambda_c^2}{2F_{3o} \lambda_o^2} \left(\frac{1}{z_{3c}} - \frac{\lambda_c}{F_{3o} \lambda_o} \right)^{-2},$$

где z_{3c}, z_{3i} – соответственно расстояния от центра второго тонкого голограммного элемента до мнимых изображений точечного источника S_2 и до мнимых источников S_3 ; F_{3o} – фокусное расстояние второго тонкого голограммного элемента на длине волны записи λ_o (в первом порядке дифракции); k_3 – порядок дифракции второго тонкого элемента.

В частном случае, при падении плоской полихроматической волны ($z_{1c} \rightarrow \infty$) расстояния z_{1i} и z_{3c} совпадают с фокусными расстояниями тонких голограммных элементов

$$z_{1i} = F_{1o} \frac{\lambda_o}{k_1 \lambda_c}, \quad z_{3c} = F_{3o} \frac{\lambda_o}{k_1 \lambda_c},$$

а фокусное расстояние толстого голограммного элемента равно половине фокусного расстояния тонкого голограммного элемента.

Заключение

Таким образом, в работе получены выражения для исправления хроматической aberrации положения трехкомпонентной голографической системы, состоящей из толстого собирающего голограммного элемента по обе стороны от которого расположены тонкие рассеивающие голограммные элементы. Представлено условие ахроматизации тонкого рассеивающего голограммного элемента и толстого собирающего голограммного элемента: удвоенное произведение фокусных расстояний тонкого и толстого голограммных элементов на выбранной длине волны равно произведению порядка дифракции тонкого голограммного элемента на квадрат расстояния от тонкого голограммного элемента до его плос-

кости изображения. Показано, что для рассмотренной трехкомпонентной системы с центральным толстым голограммным элементом ахроматизация достигается при использовании двух тонких голограммных элементов, расположенных симметрично по обе стороны от толстого элемента и имеющих значение рабочего дифракционного порядка больше чем отношение фокусного расстояния элемента к расстоянию от элемента до его плоскости изображения (на заданной длине волны). Рассмотренная трехкомпонентная голографическая система может быть использована для преобразования как мнимого изображения в действительное, так и наоборот действительного изображения – в мнимое изображение в заданных спектральных участках видимого, ультрафиолетового или инфракрасного диапазонов спектра [18-20].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Батомункуев Ю.Ц. Расчет ахроматической дифракционной системы с исправленной сферической абберацией (часть 1) / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XV Междунар. науч. конгр., 24–26 апреля 2019 г., Новосибирск : сб. материалов в 9 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2019». – Новосибирск : СГУГиТ, 2019. – С. 41–46.
2. Денисюк, Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // Опт. и спектр.– 1963. – Т. 15, № 4.– С. 522–532.
3. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
4. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. J. – 1969. – V.48, N. 9. – P. 2909–2947.
5. Милер, М. Голография / Л.: Машиностроение. – 1979. – 208 с.
6. Ган, М. А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов / М.А. Ган. – Л.: ГОИ, 1984. – 140 с.
7. Tabiryan N.V., Serak S.V., Nersisyan S.R., Roberts D.E., Zeldovich B.Ya., Steeves D.M., Kimball B.R. Broadband waveplate lenses. Optics Express, 2016, Vol. 24, Issue 7, pp. 7091–7102.
8. Bennet, S. J. Achromatic combinations of hologram optical elements // Applied optics. – 1976. – V. 15, N. 2. – P. 542–545.
9. Sweatt, W. C. Achromatic triplet using hologram optical elements // Applied optics. – 1977. – V. 16, N. 5. – P. 1390–1391.
10. Мустафин, К. С. Расчет ахроматизированных голограммных линзовых систем на основе принципа таухронизма лучей / К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1978. – Т. 44, вып. 1. – С. 164–167.
11. Weingärtner, I., Rosenbruch K.J. Chromatic correction of two- and three-element holographic imaging systems // Optica Acta. – 1982. – V. 29, N. 4. – P. 519–529.
12. Батомункуев, Ю.Ц. Расчет осевых сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 2 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова, Т.В. Маганакова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 4. – С. 627–636.
13. Буйнов, Г. Н. Компенсация сферической aberrации голограммных линз при коротковолновом сдвиге восстанавливающего излучения / Г.Н. Буйнов, К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1976.– Т. 41. – С. 157.
14. Батомункуев, Ю.Ц. Разработка и расчет объемных голографических оптических элементов / Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук // СГГА. – Новосибирск, 2003. – С.184.

15. Батомункуев, Ю.Ц. Расчет осевых сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 1 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 44–53.

16. Патент на полезную модель RU 184965 U1, 15.11.2018. Двухдиапазонная голографическая оптическая система. Батомункуев Ю.Ц., Дианова А.А.

17. Лукин, А.В. Голограммные оптические элементы / Опт. журн.– 2007. – Т. 74, № 1. – С. 80–87.

18. Ган, М.А. Широкоугольные оптические системы на основе синтезированных объемных голограмм для нашиваемых дисплеев / М.А. Ган, С.А. Щеглов, Я.М. Ган, А.С. Чертков // Оптический журнал. – 2008. – Т.75, №3. – С.18-23.

19. Корешев, С. Н. Оптические системы голографических коллиматорных прицелов / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // Оптический журнал - 2015. - Том 82. – № 9. – С. 22–28.

20. Одинокоев С. Б. Оптические приборы визуального наблюдения и целеуказания на основе голограммных элементов / Одинокоев С. Б., Ковалев М. С., Соломашенко А. Б., Град Я. А., Николаев В. В., Соколов Г. В., Швецов И. А. // Контенант. – 2018. – Т. 17, № 3. – С. 80–85.

© Ю. Ц. Батомункуев, А. А. Печенкина, 2020

МЕТОДИКА ЗАПИСИ МАСОК ПО МНОГОСЛОЙНЫМ ПОКРЫТИЯМ (часть 2)

Никита Андреевич Гурин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, аспирант гр. АсОЭП-2; АО «Новосибирский приборостроительный завод», 630049, Россия, г. Новосибирск, ул. Дуси Ковальчук, 179/2, заместитель главного оптика, тел. 8(923)129-87-48, e-mail: gna200694@yandex.ru

Виктор Павлович Корольков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, заместитель директора, тел. (383)333-30-91, e-mail: victork@iae.nsk.ru

Юрий Цыдыпович Батомункуев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент, тел. (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Евгений Васильевич Спесивцев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН; 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, кандидат технических наук, тел. (383)330-90-55, e-mail: evs@isp.nsc.ru

В работе выполнено экспериментальное определение коэффициентов отражения в видимой области спектра неэкспонированных и экспонированных лазерным излучением пленок оксида хрома. Измерения коэффициентов отражения проведены с помощью спектрофотометра Linza – 150 (рабочий диапазон спектра от 380 до 1700 нм). Полученные характерные значения коэффициентов отражения образцов пленок оксида хрома на разных длинах волн представлены в таблице и в виде графиков. Получено, что коэффициент отражения пленки оксида хрома до экспонирования лазерным излучением монотонно уменьшается при увеличении длины волны от 380 до 450 нм, при дальнейшем увеличении длины волны до 630 нм коэффициент отражения монотонно увеличивается. Работа является частью разработки методики записи масок сфокусированным лазерным излучением по многослойным поглощающим покрытиям.

Ключевые слова: лазерная запись, амплитудные фотошаблоны, оксид хрома.

MASK RECORDING TECHNIQUE OF ON MULTILAYERED COATINGS (part 2)

Nikita A. Gurin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Graduate Student; JSC "Novosibirsk Instrument-Making Plant", 179/2, Dusi Kovalchuk St., Novosibirsk, 630049, Russia, Deputy Chief Optician, phone: 8(923)129-87-48, e-mail: gna200694@yandex.ru

Viktor P. Korolkov

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, D. Sc., Leading Researcher, phone: (383)333-30-91, e-mail: victork@iae.nsk.ru

Yury T. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D., Associate Professor, phone: (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

Evgeny V. Spesivtsev

Institute of Semiconductor Physics, named after A.V. Rzhanova SB RAS, 13, Lavrentiev Prospect, Novosibirsk, Ph.D., phone: (383)330-90-55, e-mail: evs@isp.nsc.ru

The experimental determination of the reflection coefficients in the visible region of the spectrum of chromium oxide films unexposed and exposed to laser radiation was performed. The reflection coefficients were measured using a Linza - 150 spectrophotometer (operating spectrum range from 380 to 1700 nm). The obtained characteristic values of the reflection coefficients of samples of chromium oxide films at different wavelengths are presented in the table and in the form of graphs. It was found that the reflectance of the chromium oxide film before exposure to laser radiation monotonically decreases with increasing wavelength from 380 to 450 nm, with a further increase in wavelength to 630 nm, the reflectance increases monotonically. This work is part of the development of a technique for recording masks by focused laser radiation on multilayer absorbing coatings.

Keywords: laser writing, amplitude photomasks, chromium oxide.

Введение

Хотя методы получения тонких пленок хрома и оксида хрома достаточно изучены [1], при практическом применении таких плёнок постоянно возникает необходимость более детального исследования тех или иных оптических свойств и характеристик этих пленок. В настоящее время развиваются методы формирования рельефной структуры с субмикронными характерными размерами без использования фоторезистов [2-9]. Они основаны на локальном воздействии на пленки хрома или оксида хрома непрерывным (или импульсным) лазерным излучением, что позволяет усовершенствовать процесс изготовления рельефных структур произвольной топологии. Эти методы можно разделить на термохимические и методы с прямой лазерной записью. Для уменьшения характерных размеров рельефных структур более предпочтителен метод прямой лазерной записи [4,6]. Но при практическом использовании этого метода имеет место проблема оплавления краев субмикронных структур при сканировании их сфокусированным лазерным излучением. Для решения этой проблемы необходимо подобрать не только оптимальную мощность и экспозицию воздействующего лазерного излучения, но и экспериментально контролировать возникающие при этом изменения оптических характеристик пленок.

Целью работы является экспериментальное исследование в видимой области спектра коэффициентов отражения тонких пленок оксида хрома, экспонированных сфокусированным лазерным излучением с последующим селективным травлением.

Работа является частью разработки методики записи масок сфокусированным лазерным излучением по многослойным поглощающим покрытиям [10-13]. Исследование коэффициента отражения R образцов пленок оксида хрома проводилось в диапазоне длин волн света от 380 до 630 нм до и после экспозиции лазерным излучением на круговой лазерной записывающей системе [14-20], а также после селективного травления образцов. Измерение коэффициента отра-

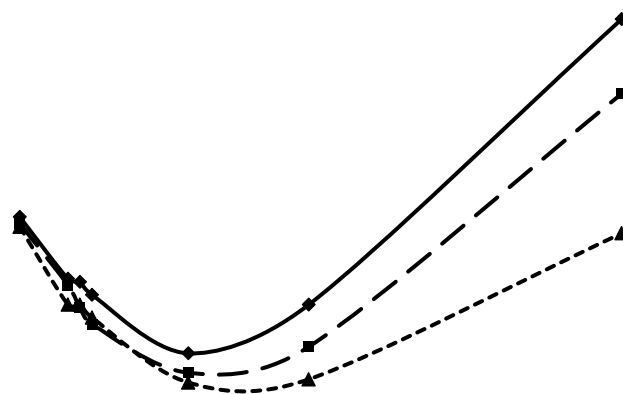
жения осуществлялось на спектрофотометре Linza – 150, имеющим рабочий диапазон спектра от 380 до 1700 нм. Полученные характерные значения коэффициентов отражения образцов пленок оксида хрома на разных длинах волн приведены в таблице 1 и представлены в виде графиков на рис. 1. Сплошной линией представлен спектр коэффициента отражения пленки оксида хрома после напыления, штриховой линией – после экспонирования, а пунктирной линией – после селективного травления.

Таблица 1

Зависимость коэффициента отражения R образца пленки оксида хрома от длины волны света

Длина волны λ , нм	Образец после напыления оксида хрома (R %)	Образец после экспонирования оксида хрома (% R)	Образец после селективного травления оксида хрома (% R)
380	5,9	5,7	5,6
400	4	3,8	3,2
405	3,9	3,1	3,2
410	3,5	2,6	2,8
450	1,7	1,1	0,8
500	3,2	1,9	0,9
630	12	9,7	5,4

R, %



λ , нм

Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R пленки оксида хрома от длины волны света λ

Получено, что коэффициент отражения пленки до экспонирования лазерным излучением монотонно уменьшается от 5,9 до 1,7% при увеличении длины волны от 380 до 450 нм. Затем при дальнейшем увеличении длины волны до 630 нм коэффициент отражения монотонно увеличивается до 12%. Измеренные значения коэффициента отражения экспонированной пленки оксида хрома

меньше соответствующих значений неэкспонированной пленки во всем спектральном диапазоне от 380 до 630 нм, исключая диапазон от 430 до 450 нм.

Характер зависимости коэффициента отражения от длины волны в этом случае подобен зависимости для неэкспонированной пленки. Также R монотонно уменьшается с 5,7 до 1,3 % при увеличении длины волны от 380 до 450 нм, а затем монотонно возрастает до 9,9 % на длине волны 640 нм. Значения коэффициента отражения пленки оксида хрома после селективного травления существенно меньше соответствующих значений неэкспонированной пленки. Так, при длине волны 380 нм коэффициент отражения равен 5,6 %, а на длине волны 460 нм уменьшается до 0,8 %. Затем монотонно возрастает до 5,7 % на длине волны 640 нм, то есть разница между коэффициентами отражения неэкспонированной пленки и пленки после экспонирования и травления увеличивается от 0,3 % на длине волны 380 нм до 6,5 % на длине волны 640 нм.

Таким образом, в работе экспериментально определены зависимости коэффициента отражения пленок оксида хрома от длины волны света до и после экспозиции пленок лазерным излучением, а также после проявления в селективном травителе. Получено, что во всех трех случаях, соответствующие спектры коэффициента отражения имеют выраженный минимум в синей или в голубой областях видимого спектра. Длина волны, соответствующая минимуму коэффициента отражения пленок оксида хрома, смещается в более длинноволновую область после экспозиции лазерным излучением. Послеэкспозиционное травление приводит к дальнейшему смещению длины волны, соответствующей минимуму коэффициента отражения, в более длинноволновую область спектра.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Современное состояние исследований и технические применения / Физика тонких пленок // под общ. ред. Г. Хасса, Г. Х. Франкомба, Р. У. Гофмана; перевод с англ. под редакцией Б.Б. Сандомирского, А.Г. Ждана. – М.: Мир, 1967-1978. – Т. 8.
2. Вейко В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г., Саметов А.Р., Шахно Е.А., Ярчук М.В. Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных микроструктур / Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, № 7. – С. 631 – 636.
3. Агафонов А.Н. Исследование параметров микроструктуры пленок хрома и их влияния на результаты локального термохимического окисления под действием лазерного излучения / Научно-технический вестник Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. – 2010. – № 5. – С. 17 – 21.
4. Полещук А.Г., Корольков В.П., Седухин А.Г., Саметов А.Р., Шиманский Р.В. Прямая лазерная запись в плёнках хрома полутонных микроизображений с большим динамическим диапазоном / Автометрия. – 2015. – Т. 51, № 3. – С. 87–93.
5. Гурин Н.А., Корольков В.П., Батомункуев Ю.Ц., Спасивцев Е.В. Методика записи масок по многослойным покрытиям (часть 1) // Сборник материалов Национальной конференции «СИБОПТИКА-2019». – 2019. – Т. 8. – С. 47-51.
6. Верхогляд А. Г., Завьялова М. А., Качкин А. Е. Кокарев С. А., Корольков В. П. Круговая лазерная записывающая система для формирования фазовых и амплитудных микроструктур на сферических поверхностях // Датчики и системы. – 2015. – № 9 – 10 (196). – С. 45 – 52.
7. Herzig H.P., Ehbets P., Tejjido J.M., Weible K.J. and Heimbeck H.-J. Diffractive optical elements for space communication terminals// Proc. SPIE. – 1994. – Vol. 2210. – P. 104 – 111.

8. d'Auria L., Huignard J.P., Roy A.M. Photolithographic fabrication of thin film lenses// Opt. Comm. – 1972. – Vol.5, N4 – P. 232 – 235.
9. Ersoy O.K. Construction of point images with the scanning electron microscope: A simple algorithm// Optik. – 1976. – Vol. 46, September – P. 61 – 66.
10. Fujita T., Nishihara H., Koyama J. Fabrication of micro-lenses using electron beam lithography// Opt. Lett. – 1981. – Vol.6. – P.613 – 615.
11. Одинокоев С.Б., Сагатеян Г.Р. Технология изготовления дифракционных и голограммных оптических элементов с функциональным микрорельефом поверхности методом плазмохимического травления // Вестник МГТУ. Приборостроение. – 2010. – №2. – С.79.
12. Swanson G.J. Binary optics technology: The theory and design of multi-level diffractive optical elements// MIT Lincoln Laboratory Rep. 854. – MIT, Cambridge, Mass. – 1989.
13. Gale M.T., Кноп К. The fabrication of fine lens arrays by laser beam writing// Proc. SPIE. – 1983. – Vol.398. – P. 347 – 353.
14. Goltsos W., Liu S. Polar coordinate laser writer for binary optics fabrication//Proc. SPIE. – 1990. – V.1211. – P.137.
15. Полешук А.Г., Кирьянов В.П., Коронкевич В.П., Наливайко В.И. Киноформы. Оптическая система для синтеза элементов // Новосибирск, 1979. – Препринт 99. – ИАиЭ СО АН СССР.
16. Дифракционная компьютерная оптика // Под ред. Сойфера В.А. . – М, 2007. – ФИЗМАТГИЗ. – С.736.
17. Clark P.P., Londoco C. Production of kinoforms by single-point diamond machining//Opt. News. – 1989. – Vol.15. – №12. – P.39 – 40.
18. Gale M.T. Replication technology for diffractive optical elements// Proc. SPIE. – 1997. – Vol.3010. – P.111 – 123.
19. Anderson H., Ekberg M., Hard S., Jacobsson S., Larsson M., Nilsson T.. Single photomask, multilevel kinoforms in quartz and photoresist: manufacture and evaluation //Applied Optics. – 1990. – Vol.29. – N 28. – P.4259 – 4264.
20. Wu C., Che-Kuang. High energy beam sensitive glasses. Патент США N 5285517. C03C 15/00. – 1994.

© Н. А. Гурин, В. П. Корольков, Ю. Ц. Батомункуев, Е. В. Спесивцев, 2020

АХРОМАТИЗАЦИЯ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Юрий Цыдыпович Батомункеев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, Россия, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, кандидат технических наук, доцент кафедры физики, тел. (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

В работе рассматривается двухкомпонентная голографическая оптическая система, имеющая базовый элемент в виде толстого (объемного) голограммного оптического элемента и предназначенная для использования в заданном спектральном диапазоне. Расчет двухкомпонентной голографической системы проводится с применением формул, полученных из предложенной автором зеркально-линзовой модели толстого голограммного элемента. Указывается, что согласно зеркальной модели толстый голограммный оптический элемент обладает ахроматичностью в первом приближении. Для этого локальный период объемной дифракционной структуры голограммного элемента должен во много раз превышать величину рабочей длины волны, а поперечные размеры элемента должны быть меньше его толщины. Приводятся аналитические выражения для взаимной коррекции хроматической аберрации положения толстого голограммного оптического элемента и рельефного киноформного элемента. Сформулировано условие ахроматизации этой двухкомпонентной голографической системы.

Ключевые слова: хроматическая аберрация, голограммный оптический элемент, ахроматизация.

ACHROMATIZATION OF THE VOLUME HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENTS

Yury Ts. Batomunkuev

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Ph. D., Associate Professor, phone: (913)794-84-78, e-mail: opttechnic@mail.ru

The work considers a two-component holographic optical system having a base element in the form of a thick (volume) hologram optical element and intended for use in a given spectral range. The calculation of a two-component holographic system is carried out using formulas obtained from the mirror-lens model of the thick hologram element proposed by the author. It is indicated that according to the mirror model a thick hologram optical element is achromatic in a first approximation. For this the local period of the volume diffraction structure of the hologram element must be many times greater than the working wavelength, and the transverse dimensions of the element must be less than its thickness. Analytical expressions are given for the mutual correction of the chromatic aberration of the position of a thick hologram optical element and a relief kinoform element. The condition for achromatization of this two-component holographic system is formulated.

Keywords: chromatic aberration, holographic optical element, achromatization.

Введение

Ахроматизации голограммных оптических элементов посвящено довольно много работ, например [1–4]. Однако практически во всех этих работах рассматривались лишь тонкие голограммные оптические элементы, которые обладают целым рядом недостатков (низкой дифракционной эффективностью, наличием множества дифракционных порядков, высоким уровнем светорассеяния и паразитных шумов), и поэтому не представлявшие широкого практического интереса. В то же время прогресс в создании с требуемыми эксплуатационными характеристиками объемных голографических материалов открыл возможность практической реализации толстых (объемных) голограммных элементов [5] для разнообразных преобразований световой волны [6, 7]. К отличительным особенностям толстых голограммных оптических элементов относятся высокая дифракционная эффективность и наличие одного порядка дифракции (интенсивностью света в остальных дифракционных порядках, включая и нулевой порядок дифракции, можно пренебречь). Рабочий дифракционный порядок толстого голограммного оптического элемента является единственным, но он может отличаться от первого порядка. Наряду с известными технологиями, например [8, 9], изготовления рельефных голограммных и дифракционных оптических элементов в последние годы совершенствуются и выходят на новый уровень развития оборудование и технологии изготовления рельефных дифракционных элементов, обладающих высокой эффективностью и заданным одним порядком дифракции [10–17]. Это открывает возможность практической ахроматизации толстых голограммных элементов в комбинации с рельефными дифракционными элементами.

Целью работы является анализ возможности исправления хроматической абберации положения толстого голограммного оптического элемента в заданном диапазоне спектра одним тонким рельефным дифракционным элементом.

Ахроматизация толстого (объемного) голограммного оптического элемента

Ахроматизации осевых фокусирующих и рассеивающих толстых голограммных оптических элементов посвящено относительно мало работ, это связано с тем, что толстый голограммный элемент обладает спектральной и угловой селективностью. Угловая селективность приводит к тому, что при изменении рабочей длины волны дифракция имеет место не во всем объеме голограммного элемента, а лишь в центральной части, причем при увеличении толщины световой диаметр этой части элемента уменьшается. Угловая селективность приводит к уменьшению поля зрения. Эти обстоятельства не позволяют широко применять толстые голограммные элементы в качестве аналогов линз для формирования изображений в заданном диапазоне спектра. Тем не менее, существует круг задач, связанный с фокусировкой и коллимацией световой волны в заданном диапазоне, особенно в инфракрасной области спектра, где толстые голограммные элементы востребованы. Возможность ахроматизации двух толстых голограммных оптических элементов была нами рассмотрена в [18]. В работе [18] пред-

ставлены результаты расчетов в заданном диапазоне спектра осевой сферической aberrации пятого порядка светосильного толстого голограммного оптического элемента для ахроматической дифракционной системы.

В настоящей работе рассматривается возможность взаимного исправления хроматических aberrаций положения толстого голограммного оптического элемента и тонкого рельефного дифракционного элемента. Для учета объемности и селективности толстого голограммного элемента при выполнении расчетов используется его формула в виде [19, 20]

$$\frac{1}{z_{1c}} + \frac{1}{z_{1i}} = \frac{1}{P_o} \left(\frac{1}{z_{1c}} - \frac{1}{z_{1i}} \right) = \frac{k_1 \lambda_c}{F_{1o} \lambda_o}, \quad (1)$$

где z_{1c} , z_{1i} – соответственно расстояния от толстого голограммного элемента до точечного источника S_1 и до мнимых источников S^*_1 , являющихся изображениями источника S_1 ; λ_c , λ_o – соответственно рабочая длина волны и длина волны записи; F_{1o} – фокусное расстояние голограммного элемента на длине волны записи (в первом порядке дифракции); k_1 – порядок дифракции, который, как правило, может быть равен 1 или 2; P_o – параметр зеркально-линзовой модели толстого голограммного оптического элемента [19,20].

Согласно зеркально-линзовой модели толстый (объемный) голограммный оптический элемент может быть представлен одновременно в виде тонкого голограммного элемента, формула которого по форме совпадает с формулой тонкой линзы, и отражающего сферического зеркала. В формуле этого сферического зеркала отсутствует зависимость, как от длины волны записи, так и от рабочей длины волны [19, 20], тогда как фокусное расстояние тонкого голограммного элемента обратно пропорционально его рабочей длине волны. Поэтому хроматическая aberrация толстого голограммного элемента характеризуется его линзовой моделью и совпадает с хроматической aberrацией аналогичного тонкого голограммного элемента. Согласно же зеркальной модели толстый (объемный) голограммный элемент в первом приближении характеризуется ахроматичностью. Этот факт согласуется с подобным результатом, полученным в работе [21] из другого подхода к описанию формирования изображения голограммным элементом. Отмеченная хроматичность не проявляется у толстого голограммного элемента, так как зеркальная модель является следствием учета толщины элемента, и aberrации, обусловленные толщиной намного меньше aberrаций, зависящих и независящих от поперечных размеров голограммного элемента. При величинах локального периода дифракционной структуры толстого (объемного) голограммного элемента существенно превышающих рабочие длины волн, а также при поперечных размерах этого голограммного элемента, не превышающих его толщины, зеркальная модель в первом приближении будет более корректно описывать формирование ахроматического изображения толстым голограммным элементом [19].

Известно, что хроматическая aberrация положения толстого голограммного элемента (и других аналогичных дифракционных элементов) в первом приближении не зависит от его светового диаметра и возникает из-за сильной зависимости фокусного расстояния от рабочей длины волны. Поэтому хроматическую aberrацию одного голограммного элемента можно исправить за счет взаимной компенсации хроматической aberrацией другого (корректирующего) дифракционного элемента [1-3]. В работе для толстого голограммного элемента в качестве корректирующего элемента рассматривается киноформный оптический элемент.

Рассмотрим расчет хроматической aberrации положения киноформного элемента в обратном ходе лучей, то есть имеющего предметную волну в виде расходящейся сферической полихроматической волны из точечного источника S_2 (в плоскости изображения) и монохроматические волны в виде расходящихся сферических волн из точечных мнимых источников S'_2 (сформированных киноформным элементом).

Формула тонкого рассеивающего киноформного элемента может быть представлена в виде

$$\frac{1}{z_{2c}} - \frac{1}{z_{2i}} = -\frac{k_2 \lambda_c}{F_{2o} \lambda_o}, \quad (2)$$

где z_{2c} , z_{2i} – соответственно расстояния от киноформного элемента до точечного источника S_2 и до мнимых источников S'_2 , являющихся изображениями источника S_2 ; F_{2o} – фокусное расстояние (в первом порядке дифракции) от киноформного элемента на длине волны, совпадающей с длиной волны записи толстого голограммного элемента; k_2 – порядок дифракции.

При изменении рабочей длины волны на величину $\Delta\lambda_c$ соответствующая хроматическая aberrация положения Δz_{2i} рассеивающего киноформного элемента из формулы (2) равна

$$\Delta z_{2i} = -\frac{k_2 \lambda_c z_{2i}^2}{F_{2o} \lambda_o} \Delta \lambda_c.$$

При изменении рабочей длины волны на величину $\Delta\lambda_c$ соответствующая хроматическая aberrация положения Δz_{1c} толстого собирающего голограммного элемента равна

$$\Delta z_{1c} = -\frac{k_1 \lambda_c z_{1i}^2}{F_{1o} \lambda_o} \Delta \lambda_c.$$

Приравнивая хроматические aberrации Δz_{2i} и Δz_{1c} киноформного элемента и толстого голограммного элемента получаем условие, связывающее между собой их фокусные расстояния и F_{2o} и F_{1o}

$$\frac{k_2 z_{2i}^2}{F_{2o}} = \frac{k_1 z_{1i}^2}{F_{1o}}. \quad (3)$$

Выражение (3) может быть представлено в виде

$$\frac{k_1}{F_{1o}} \left(\frac{1}{z_{1c}} - \frac{k_1 \lambda_c}{F_{1o} \lambda_o} \right)^{-2} = \frac{k_2}{F_{2o}} \left(\frac{1}{z_{2c}} - \frac{k_2 \lambda_c}{F_{2o} \lambda_o} \right)^{-2}. \quad (4)$$

Известно, что фокусное расстояние F_o на длине волны записи λ_o двухкомпонентной системы, состоящей из толстого голограммного элемента и киноформного элемента, связано с фокусными расстояниями F_{1o} и F_{2o} этих элементов формулой

$$\frac{k_1}{F_{1o}} + \frac{k_2}{F_{2o}} = \frac{1}{F_o}. \quad (5)$$

Выражения (4) и (5) образуют систему уравнений из которой могут быть определены значения фокусных расстояний F_{1o} и F_{2o} . В рассматриваемой двухкомпонентной системе в общем случае элементы не располагаются вплотную друг другу. При выполнении расчетов предполагается, что у толстого голограммного и у киноформного элементов исправлены сферические aberrации третьего порядков на рабочей длине волны.

В нашей работе [18] представлен один из возможных вариантов ахроматической системы из двух разнесенных толстых голограммных элементов с исправленной сферической aberrацией третьего порядка.

Заключение

В работе указывается, что следствием модельного представления толстого голограммного оптического элемента в виде сферического зеркала является ахроматичность этого элемента. В работе получены выражения для исправления хроматической aberrации положения двухкомпонентной системы, состоящей из толстого собирающего голограммного оптического элемента и рассеивающего киноформного элемента. Представлено условие ахроматизации толстого собирающего голограммного элемента: отношение фокусных расстояний киноформного и толстого голограммного элементов на заданной длине волны равно отно-

шению квадратов расстояний от киноформного элемента до плоскости изображения толстого голограммного элемента и от толстого голограммного элемента до его плоскости изображения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bennet, S. J. Achromatic combinations of hologram optical elements // *Applied optics*. – 1976. – V. 15, N. 2. – P. 542–545.
2. Sweatt, W. C. Achromatic triplet using hologram optical elements // *Applied optics*. – 1977. – V. 16, N. 5. – P. 1390–1391.
3. Мустафин, К.С. Расчет ахроматизированных голограммных линзовых систем на основе принципа таутохронизма лучей / К.С. Мустафин // *Оптика и спектроскопия*. – 1978. – Т. 44, Вып. 1. – С. 164–167.
4. Батомункуев Ю.Ц. Расчет ахроматической дифракционной системы с исправленной сферической аберрацией (часть 1) / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // *Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XV Междунар. науч. конгр., 24–26 апреля 2019 г., Новосибирск : сб. материалов в 9 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2019»*. – Новосибирск : СГУГиТ, 2019. – С. 41–46.
5. Денисюк, Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // *Опт. и спектр.* – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 522–532.
6. Вениаминов, А.В. Голографические полимерные материалы с диффузным проявлением: принципы, компоновка, исследования и применения / А.В. Вениаминов, В.В. Могильный // *Оптика и спектроскопия*. – 2013. – Т. 115, № 6. – С. 1014 – 1038.
7. Твердохлеб, П.Е. Трехмерная лазерная модификация объемных светочувствительных материалов / Твердохлеб П.Е., Шелковников В.В., Жаркова Г.М., Щепеткин Ю.А., Пен Е.Ф., Штейнберг И.Ш., Родионов М.Ю., Трубецкой А.В., Васильев Е.В., Лоскутов В.А., Русских В.В., Петров А.П., Хачатурян В.М., Беликов А.Ю., Вьюхина Н.Н., Затолокин В.Н., Иванов Д.Н., Шаталов И.Г. // *Новосибирск*. – 2012. – 353 с.
8. Лукин, А.В. Голограммные оптические элементы / *Опт. журн.* – 2007. – Т. 74, № 1. – С. 80–87.
9. Гальперн, А.Д. Методы регистрации тиражирования изобразительных рельефно-фазовых голограмм / А.Д. Гальперн, В.П. Смаев // *Оптико-механическая промышленность*. – 1988. – № 11. – С.49-57.
10. Ганжерли, Н.М. Формирование случайных и регулярных рельефно-фазовых структур на галоидосеребряных фотоэмульсиях голографическими методами / Н.М. Ганжерли, С.Н. Гуляев, А.С. Гурин, Д.Д. Крамущенко, И.А. Маурер, Д.Ф. Черных // *ЖТФ*. – 2009. – Т. 79, вып. 7. – С. 76–80.
11. Ганжерли, Н.М. Формирование поверхностного рельефа сложных голографических структур на фотоматериале / Н.М. Ганжерли, С.Н. Гуляев, И.А. Маурер, Д.Ф. Черных // *Оптический журнал*. — 2015. — Том 82. — №3. — С. 37—42.
12. Одинокоев С.Б. Технология изготовления дифракционных и голограммных оптических элементов с функциональным микрорельефом поверхности методом плазмохимического травления / С.Б. Одинокоев, Г.Р. Сагателян // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*. – 2010. – №2. – С. 92–104.
13. Комоцкий, В. А. Оптический фильтр, построенный с применением глубокой периодической отражающей рельефной структуры / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов Н. В. Суетин // *НОЛОЕХРО 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов*. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. – С. 165–169.
14. Верхогляд, А.Г. Круговая лазерная записывающая система для формирования фазовых и амплитудных микроструктур на сферических поверхностях / А.Г. Верхогляд, М.А. За-

вьялова, А.Е. Качкин, С.А. Кокарев, В.П. Корольков // Датчики и системы. – 2015. – № 9. – С.45–52.

15. Наливайко, В.И. Фотомодификация аморфных халькогенидных полупроводниковых слоев и их применение для получения фазового рельефа / В.И. Наливайко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8-3. – С. 263-265.

16. Петров, В. М. Динамические свойства голографических решеток и контроль их записи в фоточувствительном полиметилметакрилате (РММА) / В. М. Петров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. – М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. – С. 289–290.

17. Kutanov, A. Direct laser recording on amorphous silicon film / A. Kutanov, I. Snimshikov, Nurbek Sydyk uulu // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 82–86.

18. Батомункуев, Ю.Ц. Расчет осевых сферических aberrаций высших порядков светосильного фокусирующего ГОЭ с исправленной сферической aberrацией третьего порядка. Часть 2 / Ю.Ц. Батомункуев, А.А. Дианова // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 4. – С. 627–636.

19. Батомункуев, Ю.Ц. Разработка и расчет объемных голографических оптических элементов / Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук // СГГА. – Новосибирск, 2003. – С.184.

20. Батомункуев, Ю.Ц. Зеркально-линзовая модель объемных голограммных оптических элементов / Ю.Ц. Батомункуев // Опт. журн. – 2009. – Т.76, № 7. – С. 48-52.

21. Сисакян, И. Н. Ахроматическое восстановление волнового фронта / И. Н. Сисакян, А. М. Смолович // Письма в ЖТФ. – 1991.— Том 17. — № 1. — С. 41–44.

© Ю. Ц. Батомункуев, 2020

ЗАПИСЬ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК В СХЕМЕ С АКТИВНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ

Валерий Игоревич Наливайко

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, тел. (383)333-30-92, e-mail: nalivaiko@iae.nsk.su

Марина Александровна Пономарева

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, инженер-оптик, тел. (383)333-30-92, e-mail: ponomareva@iae.nsk.su

В работе описывается модернизированная оптико-электронная система стабилизации интерференционной картины во время экспозиции голографической решетки. Представлены результаты применения системы экстремального регулирования для стабилизации интерференционного поля при записи голографических решеток высокого оптического качества. В качестве регистрирующей среды применены тонкие халькогенидные слои состава As_2S_3 . При использовании системы стабилизации наблюдается монотонный рост дифракционной эффективности решеток от времени записи и обеспечивается низкий уровень паразитного рассеяния у записанных решеток. Схема экспериментально апробирована при записи голографических решеток размером до 60×60 мм² и временем экспозиции до 30 минут. Применение схемы активной стабилизации позволит реализовать запись больших по габаритам решеток с помощью маломощных лазеров без использования дополнительных сложных систем защиты оптических схем от вибраций.

Ключевые слова: дифракционная решетка, стабилизация интерференционного поля, халькогенидные стекла.

RECORDING OF DIFFRACTION GRATINGS WITH AN ACTIVE STABILIZATION SCHEME OF INTERFERENCE FIELD

Valery I. Nalivaiko

Institute of Automation Electrometry SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, pr. Koptuga 1, Senior Researcher, phone: (383)333-30-92, e-mail: nalivaiko@iae.nsk.su

Marina A. Ponomareva

Institute of Automation Electrometry SB RAS, 630090, Russia, Novosibirsk, pr. Koptuga 1, Engineer, phone: (383)333-30-92, e-mail: ponomareva@iae.nsk.su

The paper describes a modernized optoelectronic system for stabilizing the interference pattern during exposure of a holographic grating. The results of applying the extreme control system to stabilize the interference field when recording holographic gratings of high optical quality are presented. Thin chalcogenide layers of the composition As_2S_3 were used as the recording medium. When using the stabilization system, a monotonic increase in the diffraction efficiency of the gratings from the recording time is observed and a low level of spurious scattering is recorded for the recorded gratings. The scheme was experimentally tested when recording holographic gratings up to 60×60 mm² in size

and exposure time up to 30 minutes. The use of an active stabilization scheme will make it possible to record large-size gratings using low-power lasers without the use of additional complex systems for protecting optical circuits from vibration.

Keywords: diffraction grating, stabilization of the interference field, chalcogenide glasses.

Введение

Одной из наиболее важных проблем в процессе изготовления голографических дифракционных решеток является удержание стационарной экспонирующей интерференционной картины во время экспозиции. Это необходимо для того, чтобы получать воспроизводимые результаты. Любое возмущение в виде оптической разности хода экспонирующих пучков волн в процессе записи приводит к уменьшению эффективной глубины модуляции из-за снижения контраста интерференционной картины. Активная стабилизация интерференционного поля позволяет проводить запись дифракционных решеток лазерными источниками малой мощности в течение длительного времени. Кроме этого возможна запись решеток с большой рабочей площадью.

Для голографии необходимы материалы, обеспечивающие большой диапазон изменения показателя преломления Δn при фазовой регистрации изображений. Халькогенидные стекла являются такими материалами, которые обеспечивают высокий фазовый контраст при использовании тонких слоев. Динамический диапазон изменения показателя преломления $\Delta n/n$, например, состава As_2S_3 , обычно составляет порядка 5% при $n = 2,5$ на $\lambda = 632$ нм. Кроме этого, халькогенидные стекла в виде слоев успешно используются в качестве фоторезистов с применением селективного травления [1-7], что позволяет изготавливать рельефные решетки. Как показали предварительные исследования, значение динамического диапазона изменения показателя преломления зависит от однородности состава пленки, которая определяется, в частности, постоянством скорости напыления [8, 9].

Цель работы заключалась в разработке оптимальной оптико-электронной схемы стабилизации и получении дифракционных решеток с низким уровнем паразитного рассеяния.

Методы и материалы

Голографическая схема записи решеток со стабилизацией интерференционного поля представлена на рис.1. Световой пучок от лазера (L_1) с длиной волны $\lambda = 532$ нм расширяется с помощью телескопической системы (T) и затем разделяется на два пучка с помощью делителя (BS). Один из пучков после делителя падает на зеркало, закрепленное на пьезокорректоре (PM), а второй пучок – на фиксированное зеркало (M). После отражения от зеркал оба пучка пересекаются в плоскости на халькогенидном слое, покрывающем подложку (S). Контрольная решетка располагается или на подложке, или за ней. Также в схеме присутствует полупроводниковый лазер (L_2) с длиной волны $\lambda = 650$ нм и фотодетектор (PhD) для неразрушаемого онлайн-контроля эффективности записываемой решетки.

В отличие от известных схем стабилизации [10-17], в нашем случае в качестве контрольного сигнала для блока стабилизации использовалась нулевая интерференция первого и второго порядков дифракции контрольной решетки в отраженном свете. Это обеспечило более высокий контраст интерференции и стабильность работы системы в целом. Контрольный сигнал усиливается ФЭУ (*PMT*) и обрабатывается электронным блоком стабилизации (*SS*). При изменении интенсивности контрольного сигнала блок стабилизации осуществляет перемещение зеркала *PM* для возврата интерференционных полос в исходное состояние.

Опто-электронная схема стабилизации интерференционного поля работает на принципе экстремального регулирования. Блок-схема системы представлена на рис.2. Подаваемое на пьезокорректор (5) управляющее постоянное напряжение промодулировано с частотой 10 кГц с помощью генератора опорного напряжения (6). Фазочувствительный детектор (3), получая на вход усиленный контрольный сигнал интерференционной картины от ФЭУ, формирует на выходе сигнал ошибки, содержащий информацию о сдвиге интерференционной картины. Значение постоянной составляющей управляющего напряжения пропорциональна второй производной сигнала ошибки и изменяет скорость возврата полос в начальное состояние. Первая производная сигнала ошибки определяет направление реверса смещения зеркала. Таким образом, обеспечивается стабилизация интерференционного поля, экспонирующего регистрирующую среду.

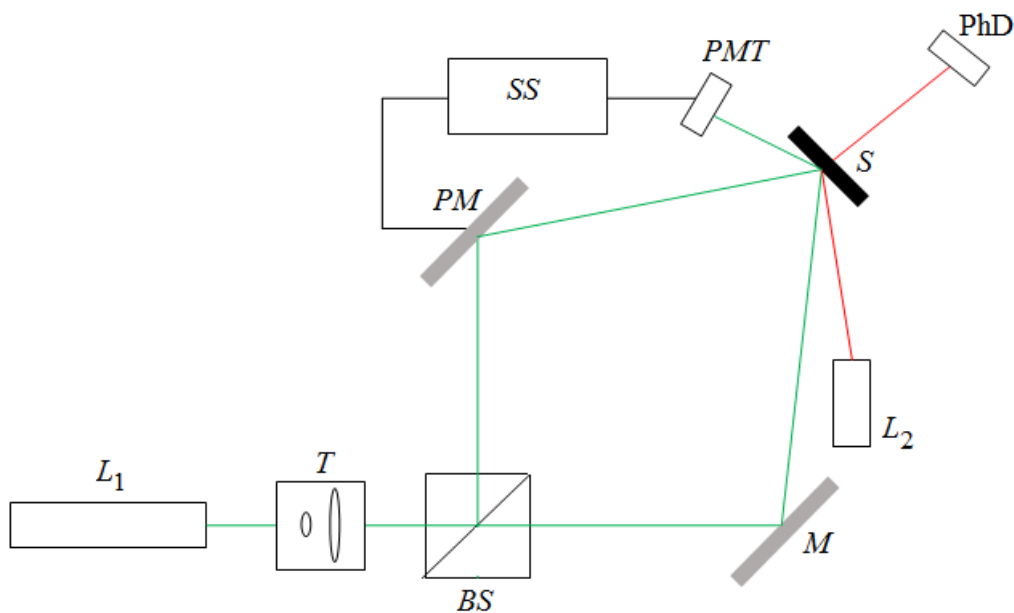


Рис. 1. Схема стабилизированного интерферометра для записи решеток и контроля эффективности

В качестве регистрирующего материала использовались тонкие слои халькогенидных стеклообразных полупроводников состава As_2S_3 . Технология автоматизации процессов напыления [8], применяемая на установке вакуумного

напыления УВН-71ПЗ, позволила получить слои с высоким динамическим диапазоном изменения показателя преломления при экспонировании, достигающим 10 процентов от абсолютной величины показателя преломления.

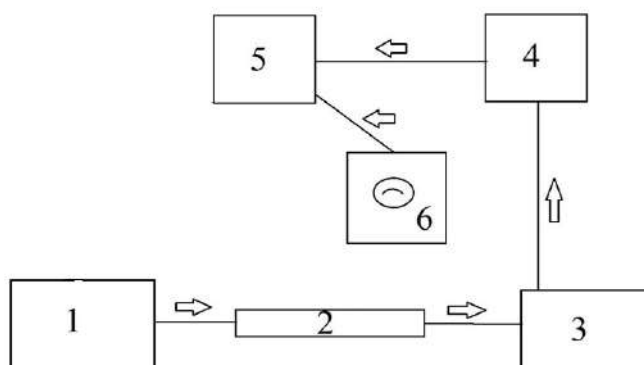


Рис. 2. Опто-электронная схема стабилизации:

1–ФЭУ; 2– узкополосный усилитель; 3– фазочувствительный детектор; 4– усилитель постоянного тока; 5 – пьезокорректор; 6– генератор опорного напряжения

Экспериментальные результаты

Апробация системы стабилизации проводилась при записи голографических решеток с периодом 0,5 мкм и 2 мкм. Максимальное время записи решеток составляло 28 минут. На рис. 3 представлен опытный образец с контрольной решеткой, записанной в той же схеме записи, но без стабилизации и на подложке из покровного оксидного стекла толщиной 50 мкм. Контрольная решетка располагалась поверх регистрирующего халькогенидного слоя и контроль осуществлялся в отраженном свете для исключения помех, обусловленных переотражениями в подложках.

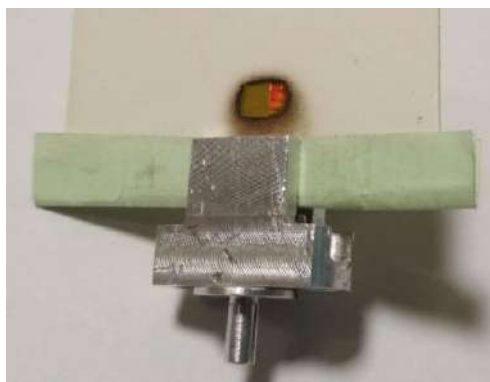


Рис. 3. Опытный образец с контрольной и записываемой решетками

Эффект работы схемы стабилизации представлен на графиках изменения дифракционной эффективности записываемых решеток в процессе экспонирова-

ния (рис. 4). При записи без стабилизации (рис. 4, а) из-за смещения интерференционных полос, вызванного внешними возмущениями, картина дифракционной эффективности осциллирует. При записи со стабилизацией (рис. 4, б) наблюдается монотонное нарастание эффективности до максимума. Однако сравнение фазовых решеток с помощью оптического интерференционного микроскопа не позволило обнаружить различие в структуре полос.

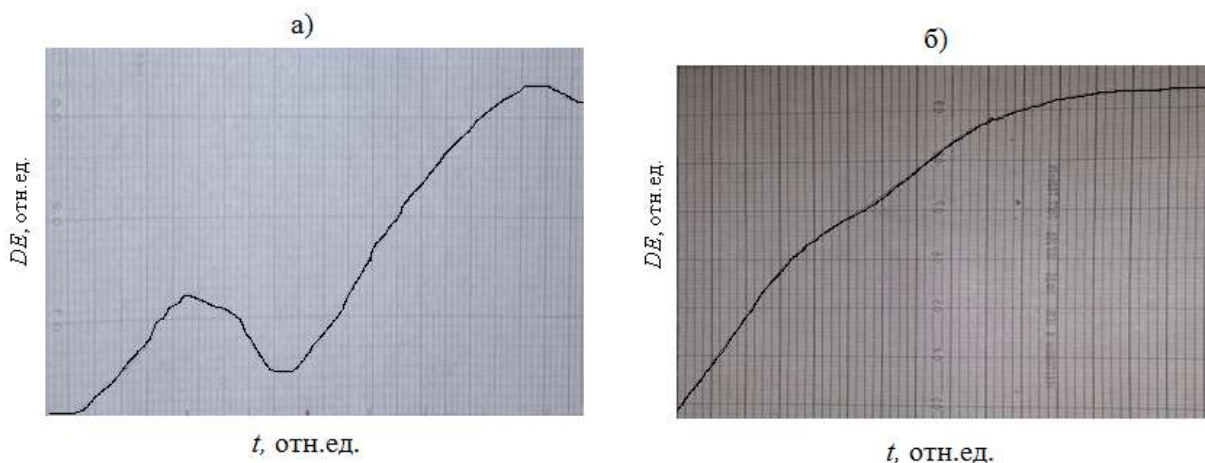


Рис. 4. Поведение зависимости дифракционной эффективности DE решеток от времени записи t :

а) – без стабилизации; б) – со стабилизацией

Приведенная в работе схема стабилизации интерференционных полос использовалась нами ранее при записи высококачественных отражательных дифракционных решеток для вакуумного ультрафиолета с длиной волны от 50 нм и выше размером $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и временем записи до 30 минут. Уровень паразитного рассеяния составлял $5 \cdot 10^{-6}$ [18-20].

Заключение

Для получения низкого значения паразитного рассеяния отражающих рельефных решеток на уровне $5 \cdot 10^{-6}$ применена электронно-оптическая схема активной стабилизации интерференционного поля записи, основанная на принципе экстремального регулирования. Схема экспериментально апробирована при записи голографических решеток размером до $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и временем записи до 30 минут. Применение схемы активной стабилизации позволит реализовать запись больших решеток с помощью маломощных лазеров без использования дополнительных систем защиты оптических схем от вибраций.

Благодарности

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки № гос. рег. АААА-А17-117053110007-0.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Наливайко В.И., Юрьев Г.С., Гольденберг Б.Г., Пономарева М.А. Получение фазовых структур в оптических материалах // Поверхность. – 2003. – № 11. – С. 52-55.
2. Tanaka K., Shimakawa K. Amorphous Chalcogenide Semiconductors and Related Materials. – NY.: Springer, 2011. – 242 p.
3. Zakery A., Elliott S.R. Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and their Applications. – NY.: Springer, 2007. – 199 p.
4. Finsterbusch K., Baker N. J., Ta'eed V. G., Eggleton B. J., Choi D.-Y., Madden S., Luther-Davies B. Higher-order mode grating devices in As₂S₃ chalcogenide glass rib waveguides // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – V. 24. – No. 6. – P.1283-1290.
5. Ho N., Laniel J. M., Vallee R., Villeneuve A. Creation of microchannels in a photosensitive As₂S₃ slab waveguide // J. Opt. Soc. Am. B. – 2002. - V. 19. - No. 4 – P.875-880.
6. Ródenas A., Martin G., Arezki B., Psaila N., Jose G., Jha A., Labadie L., Kern P., Kar A., Thomson R. Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass// Opt. Lett. – 2012. – V.37 – No.3 – P.392-394.
7. Singh P. K., Dwivedi D. K. Chalcogenide glass: Fabrication techniques, properties and applications // Ferroelectrics – 2017. – V. 520. – Iss. 1. – P. 256-273.
8. Наливайко В.И., Пономарева М.А. Автоматизированное напыление аморфных халькогенидных слоев // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XV Междунар. науч. конгр., 24–26 апреля 2019 г., Новосибирск : сб. материалов в 9 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2019». – Новосибирск : СГУГиТ, 2019. – С. 64–68.
9. Пономарева М.А., Наливайко В.И. Халькогенидные стекла для оптических элементов фотоники // Фундаментальные проблемы оптики. XI Междунар. конф. «ФПО-2019»: сб. материалов. – Санкт-Петербург – 2019. – С. 334-336.
10. Nilsson L.-E., Ahlen H. Stabilization of The exposing interference pattern in holographic grating Production // Proc. SPIE. – 1980. – V. 0240. – P.22–26.
11. Oliveira I., Bertasso F. B., Georges M., Frejlich J. Accurate $\pi/2$ -phase shifting setup for a stabilized interference pattern of light fringes // Optik – 2019 – V. 178. – P. 879–883.
12. Sio L. D., Caputo R., Luca A. D., Veltri A., Umeton C., Sukhov A. V. In situ optical control and stabilization of the curing process of holographic gratings with a nematic film–polymer-slice sequence structure// Appl. Opt. – 2006. – V. 45. – N. 16. – P. 3721–3727.
13. Ott D. B., Divliansky I. B., SeGall M. A., Glebov L. B. Stabilization system for holographic recording of volume Bragg gratings using a corner cube retroreflector // Appl. Opt. – 2014. –V. 53. – No. 6. P. 1039-1046.
14. Sio L., Veltri A., Umeton C. Holographic grating designed for the stability control of an active interferometric setup // J. of Nonlin. Opt. Phys. & Mat. – 2011. – V. 20. – No. 1. – P. 15–21.
15. Sio L., Veltri A., Tedesco A., Caputo R., Umeton C., Sukhov A. V. Characterization of an active control system for holographic setup stabilization// Appl. Opt. – 2008. – V. 47. – Iss. 10. – P. 1363-1367.
16. Neumann D. B., Rose H. W. Improvement of recorded holographic fringes by feedback control // Appl. Opt. – 1967. – V. 6. – P. 1097-1104.
17. MacQuigg D. R. Hologram fringe stabilization method // Appl. Opt. – 1977. – V.16. – Iss. 2. – P. 291-292.
18. Черемисин А.А., Наливайко В.И., Границкий Л.В., Заграбчук С.Ф. Широкодиапазонный космический спектрограф для мониторинга атмосферы Земли // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т.11. – № 9.– С.978–983
19. Mikhalchenko A.A., Kartaev E.V., Kuzmin V.I., Nalivaiko V.I., Chubakov P.A. Determination of temperature in a plasma jet emanating from a plasma torch with sectioned inter-electrode insert from the molecular emission spectrum of nitrogen //Thermophysics and Aeromechanics. – 2011. – Т. 18. – № 4. – С. 629-641.

20. Сергачев Д.В., Кузьмин В.И., Картаев Е.В., Наливайко В.И. Лазерно-оптическая диагностика частиц в технологиях плазменного напыления и лазерной наплавки // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 10-3. – С. 254-258.

© В. И. Наливайко, М. А. Пономарева, 2020

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ПОДЛОЖКИ НА ТЕРМОХИМИЧЕСКУЮ ЛАЗЕРНУЮ ЗАПИСЬ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР НА ПЛЕНКАХ ЦИРКОНИЯ

Роман Игоревич Куц

Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, техник-программист, тел. (953)890-39-36, e-mail: r.i.kuts@mail.ru

Виктор Павлович Корольков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, доктор технических наук, заместитель директора, тел. (383)333-30-91, e-mail: victork@iae.nsk.ru

Руслан Владимирович Шиманский

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, младший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: shimansky@iae.nsk.ru

Владимир Николаевич Хомутов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, младший научный сотрудник, тел. (383)333-30-91, e-mail: v.n.homutov@gmail.com

Анатолий Иванович Малышев

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 1, ведущий инженер-технолог, тел. (383) 333-30-91, e-mail: malyshev60@yandex.ru

Работа посвящена сравнению особенностей формирования окисных микроструктур при прямой лазерной записи на тонких (порядка 100 нм) пленках циркония, напыленных на подложки из стекла и плавленого кварца, с целью выявления наиболее стабильных и прогнозируемых режимов записи. Было зарегистрировано наличие самоиндуцированных оксидных квазипериодических структур при непрерывной лазерной записи на пленках циркония, напыленных на подложки из стекла. Выявлен эффект образования наноструктур, представляющих собой параллельные трещины в оксидном слое и имеющие период, равный шагу записи (250-500 нм), формирующихся в процессе записи на пленках циркония, нанесенных на кварцевую подложку. Показаны преимущества плавленого кварца как материала подложки при прямой лазерной записи на пленках циркония, благодаря более высокой по сравнению со стеклом температуре размягчения.

Ключевые слова: лазерная запись, тонкие пленки, пленки циркония, дифракционные оптические элементы, окисление, микроструктуры.

SUBSTRATE MATERIAL INFLUENCE ON THE THERMOCHEMICAL LASER WRITING OF DIFFRACTIVE STRUCTURES ON ZIRCONIUM FILMS

Roman I. Kuts

Novosibirsk National Research State University, 2, Pirogova St., Novosibirsk, 630073, Russia; Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, Technician-Programmer, phone: (953)890-39-36, e-mail: r.i.kuts@mail.ru

Victor P. Korolkov

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, Deputy Director, phone: (383)333-30-91, e-mail: victork@iae.nsk.ru

Ruslan V. Shimansky

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, Junior Researcher, phone: (383)333-30-91, e-mail: shimansky@iae.nsk.ru

Vladimir N. Khomutov

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, Junior Researcher, phone: (383)333-30-91, e-mail: v.n.khomutov@gmail.com

Anatoly I. Malyshev

Institute of Automation and Electrometry SB RAS, 1, Akademik Koptyug Prospect, Novosibirsk, 630090, Russia, Leading Engineer-technologist, phone: (383)333-30-91, e-mail: malyshev60@yandex.ru

The paper is devoted to comparing the features of the formation of oxide microstructures during direct laser writing on thin (100 nm) zirconium films deposited on glass and fused silica substrates to identify the most stable and predicted writing modes. The presence of self-induced oxide quasiperiodic structures was detected during continuous laser writing on zirconium films deposited on glass substrates. The effect of the formation of nanostructures, which are parallel cracks in the oxide layer and have a period equal to the recording step (250-500 nm), formed during the writing process on zirconium films deposited on a quartz substrate is revealed. The advantages of fused silica as a substrate material for direct laser writing on zirconium films are shown due to the higher softening temperature of fused silica compared to glass.

Key words: laser recording, thin metal films, zirconium films, diffractive optical elements, oxidation, microstructures.

Технология прямой лазерной записи на тонких металлических пленках хорошо зарекомендовала себя при создании дифракционных оптических элементов [1 – 8]. В отличие от проекционной и контактной фотолитографии этот способ требует меньшего количества технологических этапов производства.

Важным параметром при создании дифракционных микроструктур методом прямой лазерной записи является выбор материала пленки. К примеру, для маскирующего покрытия желательнее иметь более высокую твердость материала. С другой стороны, сейчас актуальна задача, связанная с повышением пространственного разрешения [9]. Поэтому стоит учитывать, что при процессе окисления путем экспонирования сфокусированным лазерным пучком более низкая температуропроводность материала пленки, влияющая на скорость растекания тепла по поверхности, обеспечивает более высокое пространственное разрешение записанных структур [10,11].

Металлы титановой группы имеют особенности в кинетических и тепловых свойствах. Их температуропроводность увеличивается с ростом температуры, а для основной части других металлов – уменьшается [12]. Тем не менее, температуропроводность довольно низка по сравнению с другими переходными металлами. Например, температуропроводность для металлов из группы хрома, ко-

которые активно применяются в технологии создания ДОЭ ДОЭи наноструктурировании [13-16], в 2–7 раз выше, чем для рассматриваемых металлов.

Другим фактором, влияющим на формирование структур, является выбор материала подложки. Металлы титановой группы имеют температуру плавления выше, чем у плавленого кварца (1715°C). Температура размягчения боросиликатного стекла, обычно используемого для изготовления фотошаблонов, существенно ниже, чем у плавленого кварца (у стекла около 600 °С, а у плавленого кварца около 1250°C), что дает возможность поднять температуру записи и достичь сквозного окисления при более высоких скоростях сканирования. Целью данной работы являлось изучение различия процесса термохимической лазерной записи на тонких пленках циркония, нанесенных на подложки из двух материалов: стекла и плавленого кварца. Цирконий был выбран из-за его более высокой энтальпии образования оксида по сравнению с титаном.

На первом этапе был проведен эксперимент по записи тестовых структур с использованием стеклянной подложки [17]. После нанесения тонкой металлической пленки Zr на стеклянную подложку образец помещался в круговую записывающую систему CLWS-300IAE [18, 19] для тестовой записи структур (рис. 1) с различной мощностью лазерного пучка и с шагом сканирования образца RS.

На рис. 2 изображены СЭМ-изображение тестовых записей на пленке циркония, имеющей пропускание около 10 % на длине волны 405 нм. При этом было зарегистрировано наличие нормальных решеток с периодом 0,5 мкм в центре изображения и показано формирование различных типов лазерно-индуцированных структур на левой и правой решетках. Направление движения экспонирующего пятна показано стрелкой. Мощность записывающего лазера уменьшалась слева направо. Правая квазипериодическая решетка была записана на прямых траекториях лазерного луча, но следы оксида (более светлые линии) демонстрируют неустойчивое поведение, которое слабо зависит от направления сканирования лазерного луча диаметром 0,7 мкм.

Мы предполагаем, что странное поведение линий в правой решетке, записанной при более низкой мощности, вызвано самопроизвольным изменением роста оксидных микрокристаллитов из-за самоподдерживающегося окисления, подобного самовоспламенению, присущему порошкам циркония при высоких температурах. Ширина записанных линий в соответствии с изображением SEM составляет около 0,36 мкм, что в два раза меньше диаметра лазерного пятна.

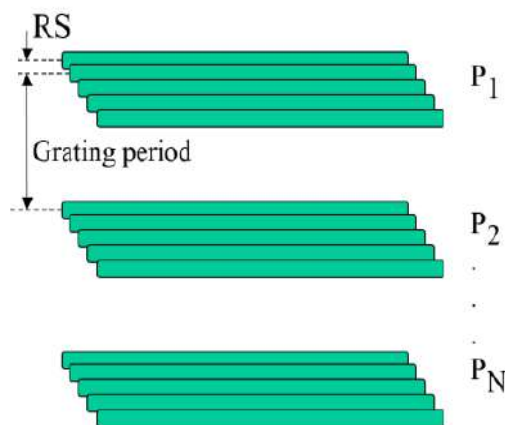


Рис. 1. Схема лазерной записи тестов:

RS – шаг записи; P_i – падающая мощность

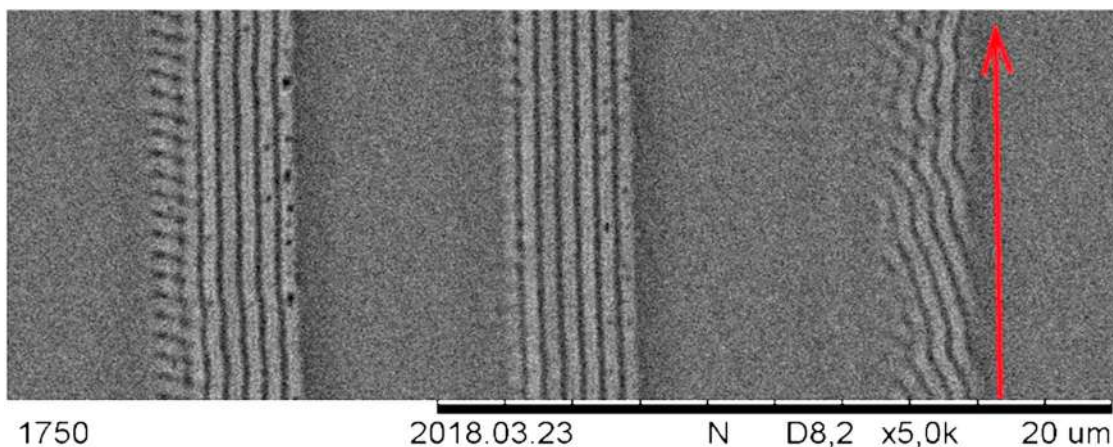


Рис. 2. СЭМ-изображение структур, записанных на пленке циркония на подложке из стекла

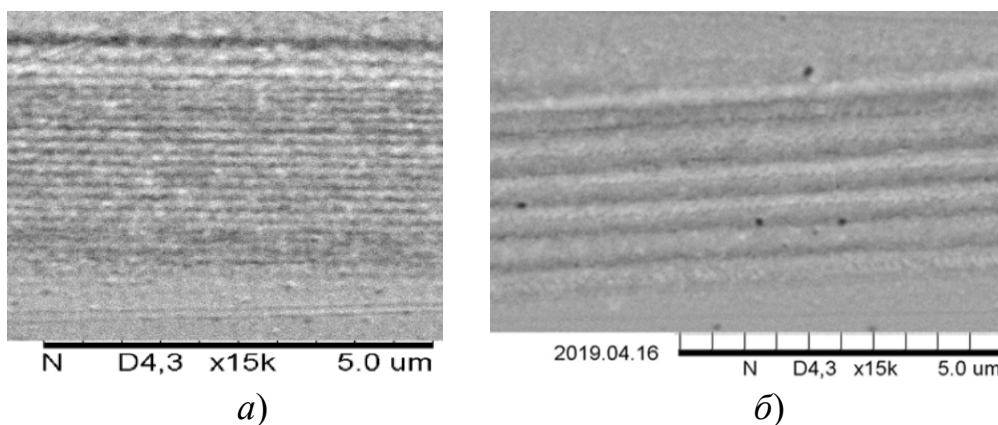


Рис. 3. СЭМ изображения решеток, записанных на пленке циркония, нанесенной на подложку из плавленного кварца. Период решеток:
а) 0,25 мкм; б) 0,5 мкм

Механизм формирования периодических структур, наблюдаемых на левом тесте на рис. 2. можно описать следующим образом. Когда металлическая пленка нагревается лазерным лучом, то фронт окисления углубляется в вертикальном направлении. Когда пленка окисляется насквозь, то значительная часть энергии пучка уходит в подложку. В результате температура падает, и распространение фронта окисления прекращается. Непрерывно сканируемый пучок выходит из зоны сквозного окисления, поглощение его энергии снова растет, пленка нагревается, и через некоторое время фронт окисления снова достигает подложки. Таким образом, происходит волнообразный процесс поглощения излучения и колебания температуры. Увеличение толщины пленки приводит к увеличению тепловой инерции системы, и тогда самоиндуцированные структуры не образуются.

Как уже было сказано, применяемый в качестве материала подложки плавленный кварц позволит поднять температуру, до которой можно бездефектно

нагревать металлическую пленку в процессе записи. Чтобы исследовать это обстоятельство, был проведен ряд тестовых записей на пленке циркония с пропусканием около 0,1% (на 405 нм), нанесенной на кварцевую подложку [20]. Были записаны решетки с периодом от 0,25 до 0,5 мкм. На рис. 3 представлены СЭМ-изображения решеток с периодом 0,25 мкм (рис. 3, а) и 0,5 мкм (рис. 3, б). Мощности записывающего лазера были выбраны таким образом, чтобы достигался режим сквозного окисления. На каждом изображении отчетливо видны нанорешетки с периодом, равным шагу сканирования, причем ширина темных полос уменьшается с уменьшением шага сканирования.

Предположительно такие нанорешетки представляют собой параллельные трещины в оксидном слое, формирующиеся при записи последовательно на границе раздела металл-оксид из-за механических напряжений, вызванных существенно большим объемом, занимаемым оксидом, по отношению к объему металла. По нашим измерениям, объем пленки при полном ее окислении увеличивается в 1,33 раза. Схема процесса образования таких дефектов представлена на рис. 4. При формировании структур на пленках циркония, нанесенных на стеклянную подложку, таких трещин не было из-за того, что при записи достигалась температура, превышающая температуру размягчения стекла но при этом не достаточная для формирования оксидного слоя со значительным увеличением его объема. Вместо этого деформации стеклянной подложки, связанные с ее размягчением, формируются при мощности записывающего лазера более низкой, нежели при записи на кварцевой подложке.

Таким образом, в отличие от подложек из стекла, использование подложек из плавленного кварца позволяют получать более равномерные решетки без самоиндуцированных квазипериодических структур, образующихся поперек линии записи или же имеющих произвольное направление. Благодаря более высокой температуре окисления при записи на кварцевой подложке, внутри полос оксида наблюдаются решетки с нанопериодом, равным шагу сканирования, представляющие собой параллельные трещины в оксидном слое. При этом хотя и формируются равномерно залитые оксидные полосы крупного (больше 1–2 мкм) периода, но такие решетки с нанопериодом могут влиять на оптические характеристики структур, например, при использовании в производстве специальных ДОЭ, работающих на длине волны, которая не превышает период этих структур.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-19-01721). В исследованиях использовано оборудование ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

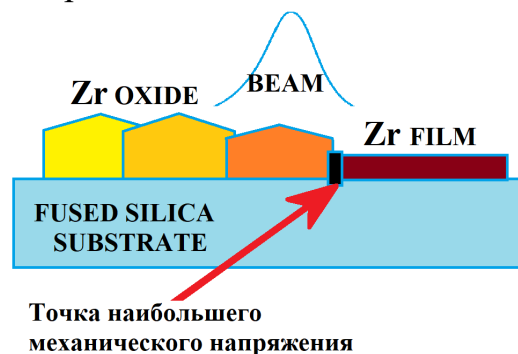


Рис. 4. Схема процесса формирования контурной записи на подложке из плавленного кварца

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Metev S. M., Veiko V. P., Savchenko S. G. et. al. Thermochemical action of laser radiation on thin metal films // Proc. IEEE Journ. Quant. Electr. –1981. – 17. – N 9. 2004–2007.
2. Pruss C., Reichelt S., Korolkov V. P., Osten W., Tiziani H., Performance improvement of CGHs for optical testing// Proc. SPIE 5144, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection III, (30 May 2003).
3. Fomchenkov S.A., Porfirev A. P., Fabrication of phase diffractive optical elements by direct laser writing process in aluminum thin films// Proc. SPIE 10691, Advances in Optical Thin Films VI, 1069121 (5 June 2018).
4. Zha Y., Wei J., Gan F. A novel design for maskless direct laser writing nanolithography: Combination of diffractive optical element and nonlinear absorption inorganic resists// Optics Communications, Volume 304, 2013, pp. 49–53.
5. Zhao Q., Qiu J. et. al. Direct writing computer-generated holograms on metal film by an infrared femtosecond laser// Opt. Express 13, 2089–2092 (2005).
6. Wei J. Laser Heat-Mode Lithography: Principle and Methods.
7. Wei T., Wei J. et. al., Origin of arbitrary patterns by direct laser writing in telluride thin film // May 2016 RSC Advances 6(51).
8. Im Y., Moon W., Roh J., Kim H., and Hahn J. Direct laser writing of computer-generated hologram using pulse laser system// *Imaging and Applied Optics 2014*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), pp. J Tu 4A.27.
9. Veiko V. P., Poleshchuk A. G. Laser-induced local oxidation of thin metal films: physical fundamentals and applications// *Fundamentals of Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies*
10. Коронкевич В. П., Полещук А. Г., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И. Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов в пленках хрома // *Квантовая электроника*. –1985. – 12.-№ 4. – С. 755–761.
11. Korolkov V.P., Sedukhin A. G. Mikerin S. L. Technological and optical methods for increasing the spatial resolution of thermochemical laser writing on thin metal films // *Optical and Quantum Electronics*, 51, 389, 2019.
12. Zinovev, V. E., Polev, V. F., Ilinykh, S. A., Zinoveva, G. P., and Talits S. G., Anomalies of the kinetic and thermal properties of titanium-group metals in solid and liquid states // *Fizika Metalliv i Metallovedenie* 60(1):47–53, 1985.
13. Shakhno E. A., Nguen Q. D. Dynamics of the laser heating and oxidation of thin metallic films, allowing for absorptivity variation // *J. Opt. Technol.* 83 (4), 2016.
14. Burge J. Applications of computer-generated holograms for interferometric measurement of large aspheric optics // Proc. SPIE 2576, International Conference on Optical Fabrication and Testing, (2 August 1995).
15. Poletaev S.D. Laser ablation of thin films of molybdenum for the fabrication of contact masks elements of diffractive optics with high resolution // *Proceedings of Information Technology and Nanotechnology (ITNT-2015), CEUR Workshop Proceedings, 2015; 1490:pp. 82–89.*
16. Kotsedi L., Nuru Z.Y. et. al. Femtosecond laser surface structuring and oxidation of chromium thin coatings: black chromium // *Appl. Surf. Sci.* 321 (2014), pp. 560–565.
17. Korolkov V.P., Sedukhin A.G., Belousov D.A., Shimansky R.V., Khomutov V.N., Mikerin S.L., Spesivtsev E.V., and Kuts R.I. Increasing the spatial resolution of direct laser writing of diffractive structures on thin films of titanium group metals // Proc. SPIE 11030, 110300A.
18. Poleshchuk A.G., Churin E.G., Koronkevich V.P., Korolkov V.P. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure// *Applied Optics*. – 1999. –v.38. –N8. –pp.1295–1301.
19. Shimansky, R.V. Error measurement method in the fabrication of precision synthesized holograms on circular laser writing systems // *Optoelectron.Instrument.Proc.* 55, 303–308 (2019).

20. Куц Р. И., Корольков В. П., Шиманский Р. В., Хомутов В. Н., Малышев А. И. Экспериментальное исследование взаимосвязи изменений коэффициентов пропускания и отражения пленок титана и циркония при прямой лазерной записи // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XV Междунар. науч. конгр., 24–26 апреля 2019 г., Новосибирск : сб. материалов в 9 т. Т. 8 : Национальн. конф. с междунар. участ. «СибОптика-2019». – Новосибирск : СГУГиТ, 2019. – С. 34–40.

© Р. И. Куц, В. П. Корольков, Р. В. Шиманский, В. Н. Хомутов, А. И. Малышев, 2020

ВАРИАНТ СИСТЕМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ВТОРЖЕНИЯ С МОДУЛЕМ-ЛОВУШКОЙ

Мидат Олегович Максудов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Иван Евгеньевич Дорошенко

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Андрей Сергеевич Грехов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Диана Георгиевна Макарова

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, старший преподаватель кафедры информационной безопасности, тел. (383)343-91-11, e-mail: kaf.ib@ssga.ru

В статье представлен вариант системы обнаружения вторжения с модулем-ловушкой. Предложенная система, состоящая из нескольких взаимодействующих модулей (IDS Snort, SIEM SAGAN, модуль-ловушка), позволяет бороться с разными межсетевыми угрозами от атак типа DoS до атак, направленных на захват контроля системой.

Ключевые слова: система обнаружения вторжений, атака, модуль-ловушка, предотвращение атак, DoS-атака.

A VERSION OF AN INTRUSION DETECTION SYSTEM WITH A TRAP MODULE

Midat O. Maxudov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Ivan E. Doroshenko

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Andrey S. Grehov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Diana G. Makarova

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Senior Lecturer, Department of Information Security, phone: (383)343-91-11, e-mail: kaf.ib@ssga.ru

The article presents a variant of an intrusion detection system with a trap module. The proposed concept, consisting of several interacting modules (IDS Snort, SIEM SAGAN, trap module), allows dealing with various firewall threats from DoS attacks to attacks aimed at taking control of over the system.

Key words: intrusion detection system, attack, trap module, attack prevention, DoS attack.

В настоящее время особое внимание уделяется системам обнаружения вторжений (СОВ), которые выполняют ключевую функцию в процессе предотвращения кибератак. На рынке СОВ представлено множество решений – коммерческие, свободно распространяемые, с различными дополнительными функциями и модулями [1, 2]. Ниже представлено описание известных коммерческих систем обнаружения атак KICS for Networks от «Лаборатории Касперского» и ISIM от Positive Technologies.

Функциональные возможности обеих систем обнаружения атак предоставляют все основные функции:

- мониторинг технологической сети с возможностью поддержки технологических протоколов основных производителей автоматизированных систем управления технологическим процессом;

- автоматическое определение типа устройства;

- возможность контроля технологического процесса;

- обнаружение вторжений в технологическую сеть;

- передача зарегистрированных событий в сторонние системы мониторинга (SIEM) с возможностью их анализа;

- графическое построение карты технологической сети;

- создание и выгрузка отчетов;

- помощь в расследовании инцидентов.

Вместе с тем обе системы имеют несколько весомых недостатков:

- обе системы обнаружения атак платные;

- мониторинг обеих систем осуществляется только посредством веб-интерфейса;

- некоторые правила для обеих систем обнаружения атак возможно прописать только с помощью специалистов компаний, их распространяющих;

Вышеперечисленные системы обнаружения и предотвращения вторжений предназначены для автоматизированной производственной сети предприятия и мало подходят для защиты относительно небольших информационных сетей.

Целью работы является разработка концепции СОВ с модулем-ловушкой на базе IDS SNORT, поскольку ни одна из свободно распространяемых СОВ (OSSEC, SNORT, Suricata) не предоставляет возможности для борьбы и перехвата инициативы с Dos-DDoS атаками и атаками, направленными на захват контроля над системой, подобно их конкурентам из платного сегмента (KICS for Networks от «Лаборатории Касперского», ISIM от Positive Technologies) [1].

Модуль-ловушка представляет собой средство защиты информации, входящее в СОВ, направленное на затруднение взлома или иного действия, ориенти-

рованного на понижение работоспособности целевой системы и получение информации о методах работы, используемого оборудования, программного обеспечения, IP-адресов и т.д. злоумышленника. На рис. 1 представлены виды ловушек [3].

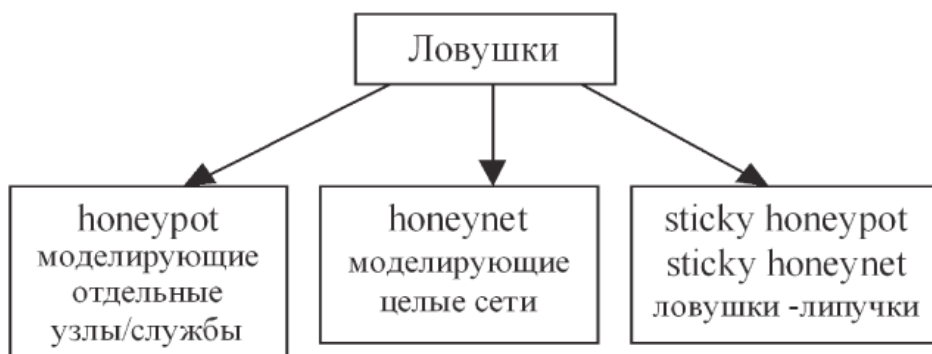


Рис. 1. Виды ловушек

Стабильная популярность атак семейства Dos-DDos (атака типа отказ в обслуживании и распределенный отказ в обслуживании), а также атак, направленных на удаленный захват контроля над системой, порождает необходимость комплексного подхода к решению данной задачи. В основе многих систем защиты локальных вычислительных сетей (ЛВС) лежит СОВ, представляющая собой программный и/или программно-аппаратный комплекс средств, направленных на анализ, выявление и предотвращение вредоносной активности (Dos-DDOS, а также атаки направленные на удаленный захват системой). Функционал данных инструментов включает превентивное воздействие на локальные источники атак, анализ вредоносной активности, а также способы противодействия атакам. Однако ни одна из существующих систем обнаружения и предотвращения атак не может обеспечить гарантированную безопасность информационной сети [4].

Одним из возможных способов реализации оптимального уровня защиты информационной сети является введение злоумышленника в заблуждение, или же попытка установить истинного злоумышленника атаки посредством создания модуля-ловушки. Его использование заставит нарушителя выполнить больший объем действий и позволит администратору предпринять меры к предотвращению атаки и идентификации атакующего.

Предлагаемая концепция СОВ с модулем-ловушкой основывается на возможности получения более подробного отчета и информации об атакующем для СОВ SNORT. Предлагаемая концепция СОВ должна опираться на свободное программное обеспечение (open source), а также его настройка не должна быть осложнена ограничениями компании поставщика. Концепция реализации СОВ указана на рис. 2.

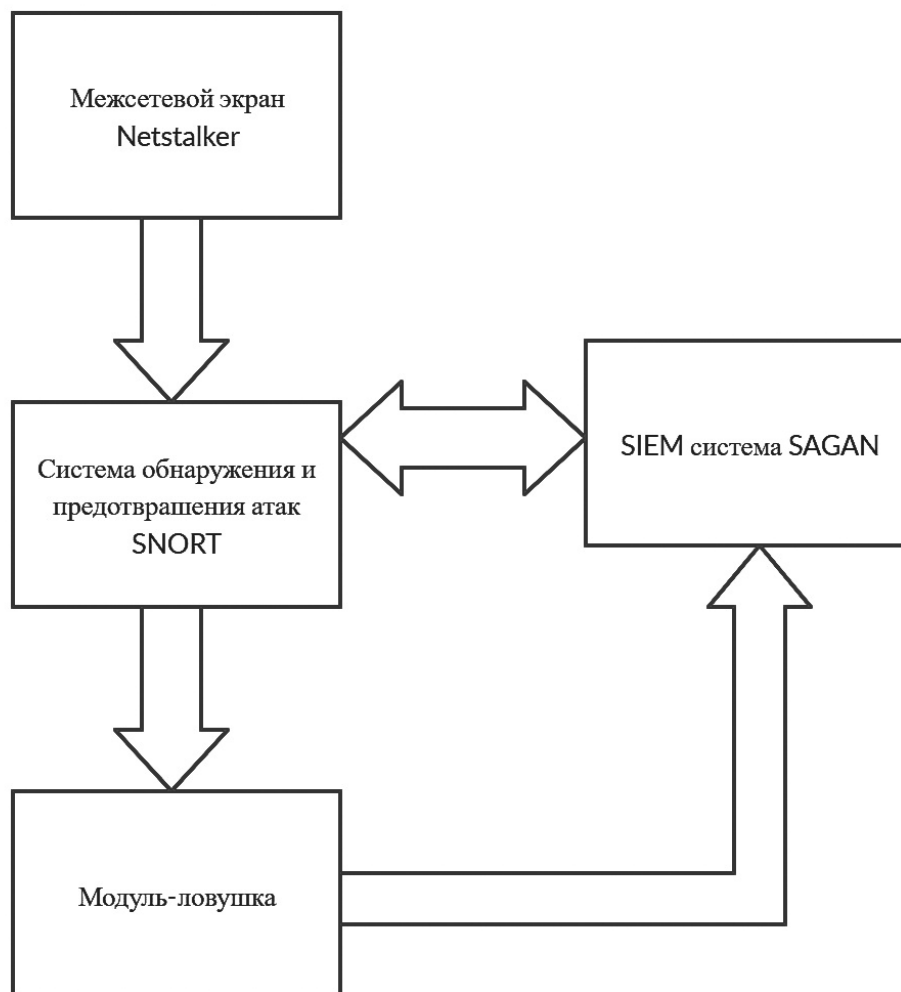


Рис. 2. Схема разрабатываемой системы

Составные части блок-схемы:

- IDS-IPS SNORT, являющийся частью целевой ИС (информационной системы);
- SIEM система Sagan, входящая в состав образа linux, установленная дополнительно;
- межсетевой экран Netfilter;
- модуль-ловушка, или система реакции и деанонимизации нарушителя.

На рис. 3 представлена схема реализации модуля-ловушки для локальной вычислительной сети. В случае атаки будет осуществлен обмен данными с SIEM системой, уведомление администратора и соответствующая реакция на атаку. Система реакции не просто запишет ip-адрес нарушителя в соответствующий список, но и введет его в заблуждение посредством инструментов Delude и Chaos, а также вычислит его примерное местоположение посредством инструментов Geoip и piGeoip.

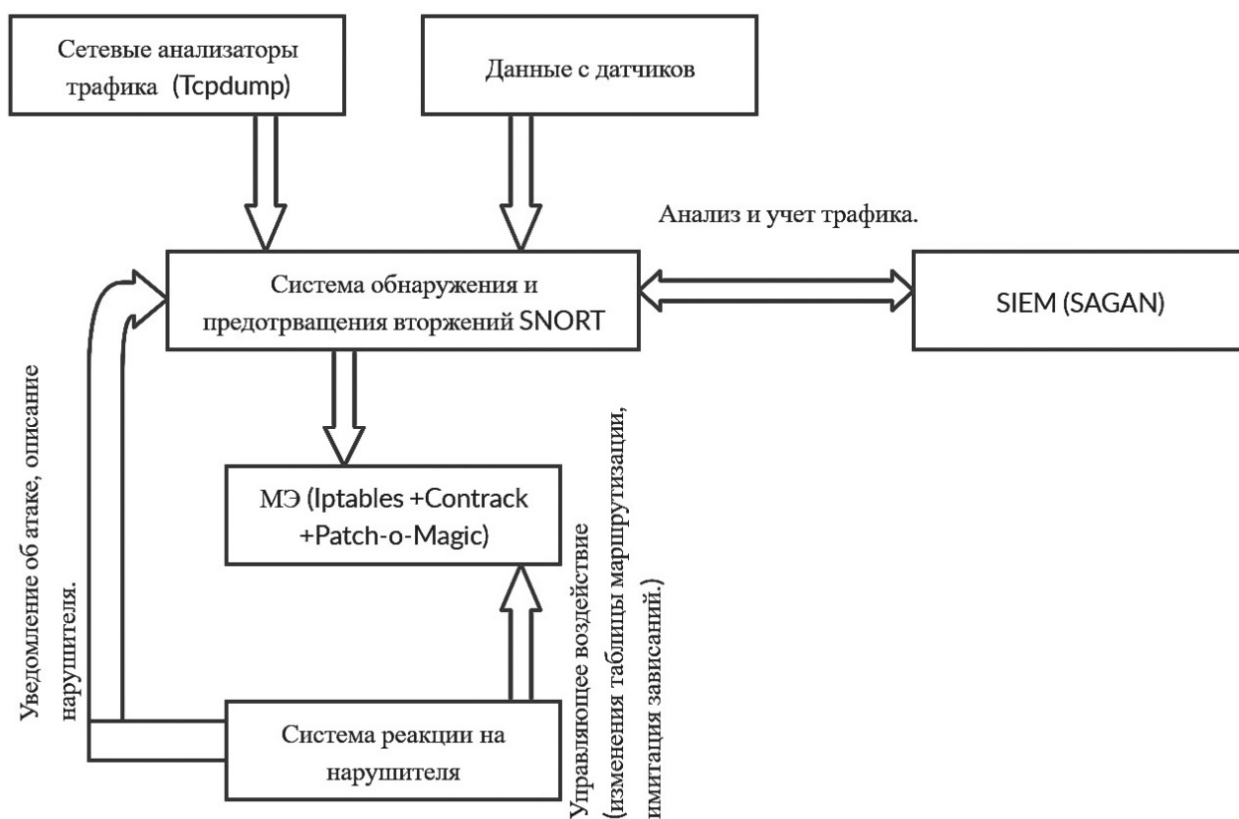


Рис. 3. Схема реализации модуля-ловушки

Предложенная концепция СОВ с модулем-ловушкой, состоящая из нескольких взаимодействующих модулей (IDS Snort, SIEM SAGAN, модуль-ловушка), позволяет бороться с разными межсетевыми угрозами от атак типа DoS до атак, направленных на захват контроля системой. Особенностью предлагаемой системы является возможность деанонимизировать злоумышленника. Преимуществом такой концепции является простота ее реализации, а также возможность использования свободно распространяемого программного обеспечения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сравнение промышленных СОВ: ISIM vs. KICS [Электронный ресурс]. URL: <https://habr.com/ru/company/jetinfosystems/blog/450956/> (дата обращения: 20:02:20).
2. 5 open-source систем управления событиями безопасности [Электронный ресурс]. URL: <https://habr.com/ru/company/cloud4y/blog/459442/> (дата обращения 20:02:20).
3. Обнаружение телекоммуникационных атак: теория и практика, Snort [Электронный ресурс]. URL: <http://samag.ru/archive/article/196> (дата обращения: 20:02:20).
4. Крис Касперски "Техника сетевых атак. Приёмы противодействия. Глава 'Что такое интернет' (Архитектура интернет. Дерево протоколов. Пакеты в Internet. Назначение портов.) : СОЛОН-Р, 2001.

© М. О. Максудов, И. Е. Дорошенко, А. С. Грехов, Д. Г. Макарова, 2020

УДК 004.491

DOI: 10.33764/2618-981X-2020-8-1-165-167

АКТУАЛЬНОСТЬ РАЗРАБОТКИ СИСТЕМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ВТОРЖЕНИЯ С МОДУЛЕМ-ЛОВУШКОЙ

Мидат Олегович Максудов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Иван Евгеньевич Дорошенко

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Андрей Сергеевич Грехов

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, обучающийся

Диана Георгиевна Макарова

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Россия, 630108, г. Новосибирск, ул. Плахотного, 10, старший преподаватель кафедры информационной безопасности, тел. (383)343-91-11, e-mail: kaf.ib@ssga.ru

В статье представлена актуальность разработки системы обнаружения вторжения с модулем-ловушкой. Модуль-ловушка, реализованная в рамках системы обнаружения вторжения, позволяет предоставить подробный отчет и информацию об атакующем для системы обнаружения и предотвращения атак типа SNORT.

Ключевые слова: система обнаружения вторжений, атака, модуль-ловушка, предотвращение атак, DoS-атака

RELEVANCE OF THE DEVELOPMENT OF AN INTRUSION DETECTION SYSTEM WITH A TRAP MODULE

Midat O. Maxudov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Ivan E. Doroshenko

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Andrey S. Grehov

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Student

Diana G. Makarova

Siberian State University of Geosystems and Technologies, 10, Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russia, Senior Lecturer, Department of Information Security, phone: (383)343-91-11, e-mail: kaf.ib@ssga.ru

The article presents the relevance of developing an intrusion detection system with a trap module. The trap module implemented as a part of the intrusion detection system allows providing a detailed report and information about the attacker for the intrusion detection and prevention system SNORT.

Key words: intrusion detection system, attack, trap module, attack prevention, DoS attack.

В настоящее время все больше предприятий так или иначе задумываются о сохранности информации и бесперебойной работе своих информационных систем. На рынке систем обнаружения атак представлено множество решений. Системы обладают различным функционалом, предлагают различные методы борьбы с атаками. Также наряду с коммерческими программными продуктами на рынке можно встретить и бесплатные версии систем обнаружения вторжений, которые доступны широкому потребителю.

Цель работы – проанализировать существующие на рынке предложения систем обнаружения атак и выработать общую концепцию системы обнаружения атак с модулем-ловушкой.

Самые известные системы обнаружения атак, представленные на рынке на сегодняшний день – это KICS for Networks от «Лаборатории Касперского» и ISIM от Positive Technologies, предназначены для автоматизированной производственной сети предприятия и мало подходят для защиты малых информационных сетей. [1]

Исходя из этого был сделан выбор в пользу свободно распространяемых систем обнаружения атак, однако они также имеют ряд недостатков. Ниже рассмотрены системы обнаружения и предотвращения атак OSSEC, SNORT и Suricata. В таблице представлено их сравнение, достоинства и недостатки. [2]

Сравнительная характеристика систем обнаружения вторжений

IDS/IPS	OSSEC	SNORT	Suricata
Поддерживаемые операционные системы	клиент – windows, linux, FreeBSD, Mac os, Solaris, OpenBSD	windows, linux	windows, linux, FreeBSD, Mac os, Solaris, OpenBSD
Вид IDS/IPS	Узловая	Сетевая	Сетевая
Реакция на атаки нулевого дня	Наличие модулей анализа поведения системы позволяет реагировать на атаки нулевого дня	Нет, так как система является сигнатурной	Нет, так как система является сигнатурной
Возможность реализации на одной рабочей станции	Отсутствует ввиду наличия системы клиент-сервер. При этом сервер OS Linux	Присутствует	Присутствует
Наличие возможности анализа большого количества трафика	Частично присутствует	Отсутствует	Присутствует
Наличие простого и удобного интерфейса	Присутствует при наличии дополнительных модулей	Отсутствует	Отсутствует

Исходя из данных из таблицы в качестве базовой системы обнаружения вторжения для реализации модуля-ловушки будет использована IDS SNORT. Она распространяется бесплатно и достаточно гибкая для интегрирования в нее новых модулей.

IDS SNORT является сигнатурной системой обнаружения и предотвращения атак, идеально подходит в качестве решения проблемы защиты информации на предприятии. Она бесплатна, имеет открытый исходный код, позволяет точнее настроить систему защиты информации под решение разнообразных задач путем подключения только тех модулей, которые необходимы. Благодаря этому IDS SNORT не нагружает систему лишними модулями и не выполняет лишних действий, а также способна оперативно реагировать на инциденты информационной безопасности. [3]

Ни одна из свободно распространяемых систем обнаружения и предотвращения атак, рассмотренных в данной работе, не предоставляет возможности для борьбы и перехвата инициативы с Dos-DDoS атаками и атаками, направленными на захват контроля над системой, подобно их конкурентам из платного сегмента.

Модуль-ловушка, реализованная в рамках системы обнаружения вторжения, позволяет предоставить подробный отчет и информацию об атакующем для системы обнаружения и предотвращения атак типа SNORT. Работающая система должна опираться на свободное программное обеспечение, и его настройка не должна быть осложнена ограничениями компании-поставщика.

Главная цель ловушки – затруднение взлома или иного действия, направленного на понижение работоспособности целевой системы, а также получение информации о методах работы, используемого оборудования и программного обеспечения, IP-адресов и т.д. злоумышленника [4].

Потому разработка концепции модуля-ловушки, предназначенного для сбора информации об атакующем, и для предотвращения вышеупомянутых атак в дальнейшем, является актуальной.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сравнение промышленных COB: ISIM vs. KICS [Электронный ресурс]. URL: <https://habr.com/ru/company/jetinfosystems/blog/450956/> (дата обращения: 20:02:20).
2. 5 open-source систем управления событиями безопасности [Электронный ресурс]. URL: <https://habr.com/ru/company/cloud4y/blog/459442/> (дата обращения 20:02:20).
3. Обнаружение телекоммуникационных атак: теория и практика, Snort [Электронный ресурс]. URL: <http://samag.ru/archive/article/196> (дата обращения: 20:02:20).
4. Крис Касперски "Техника сетевых атак. Приёмы противодействия. Глава "Что такое интернет" (Архитектура интернет. Дерево протоколов. Пакеты в Internet. Назначение портов.) : СОЛОН-Р, 2001.

© М. О. Максудов, И. Е. Дорошенко, А. С. Грехов, Д. Г. Макарова, 2020

СОДЕРЖАНИЕ

1. <i>Б. А. Князев, Н. А. Винокуров, В. В. Герасимов, Я. В. Гетманов, Я. И. Горбачев, Р. Х. Жукавин, О. Э. Камешков, В. В. Кубарев, Г. Н. Кулипанов, А. К. Никитин, Н. Д. Осинцева, В. С. Павельев, Е. Н. Чесноков, Ю. Ю. Чопорова, О. А. Шевченко.</i> Терагерцовая фотоника и спектроскопия на Новосибирском лазере на свободных электронах	3
2. <i>П. С. Завьялов, М. С. Кравченко, Е. С. Жимулева.</i> Применение метода ножа Фуко для адаптации зеркальной системы обсерватории «Миллиметрон»	27
3. <i>С. А. Шойдин.</i> Влияние аберраций оптики на плотность записи голографической информации	35
4. <i>П. С. Завьялов, Д. Р. Хакимов, А. А. Гущина, А. В. Ермоленко, Д. В. Скоков, В. Ю. Сартаков.</i> Разработка системы контроля прямолинейности каналов стволов нарезного оружия	47
5. <i>Н. А. Колосов, С. С. Болдова.</i> Оценка возможности определения элементного состава сточных вод с использованием малогабаритного атомно-абсорбционного спектрометра с источником непрерывного спектра	55
6. <i>Ю. В. Чугуй.</i> Объёмные эффекты при формировании изображения 3D асимметричного края	65
7. <i>В. С. Корнеев, В. А. Райхерт.</i> Компьютерная модель интерференционных картин колец Ньютона	82
8. <i>И. А. Выхристюк.</i> Использование нейросетевых технологий для автоматизации контроля внешнего вида твэлов реакторов БН-800	88
9. <i>С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев.</i> Коррекция проекционных деформаций 3D-объекта, на этапе формирования голограммы	97
10. <i>О. В. Комин, О. В. Пелипасов.</i> Снижение пределов обнаружения спектрометра с азотной микроволновой плазмой «Гранд-СВЧ»	108
11. <i>Н. Ю. Никаноров, Е. Г. Бобылева.</i> Методы контроля оптических деталей с поверхностями свободной формы и элементами киноформа	118
12. <i>Ю. Ц. Батомункуев, А. А. Печенкина.</i> Расчет ахроматической дифракционной системы с исправленной сферической аберрацией (часть 2)	127
13. <i>Н. А. Гурин, В. П. Корольков, Ю. Ц. Батомункуев, Е. В. Спесивцев.</i> Методика записи масок по многослойным покрытиям (часть 2)	134
14. <i>Ю. Ц. Батомункуев.</i> Ахроматизация объемных голограммных оптических элементов	139
15. <i>В. И. Наливайко, М. А. Пономарева.</i> Запись дифракционных решеток в схеме с активной стабилизацией интерференционного поля	146

16. <i>Р. И. Куц, В. П. Корольков, Р. В. Шиманский, В. Н. Хомутов, А. И. Малышев.</i> Влияние материала подложки на термохимическую лазерную запись дифракционных структур на пленках циркония	153
17. <i>М. О. Максудов, И. Е. Дорошенко, А. С. Грехов, Д. Г. Макарова.</i> Вариант системы обнаружения вторжения с модулем-ловушкой	160
18. <i>М. О. Максудов, И. Е. Дорошенко, А. С. Грехов, Д. Г. Макарова.</i> Актуальность разработки системы обнаружения вторжения с модулем-ловушкой	165

CONTENTS

1. <i>B. A. Knyazev, N. A. Vinokurov, V. V. Gerasimov, Y. V. Getmanov, Y. I. Gorbachyov, R. Kh. Zhukavin, O. E. Kameshkov, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, A. K. Nikitin, N. D. Osintseva, V. S. Pavelyev, E. N. Chesnokov, Y. Yu. Choporova, O. A. Shevchenko.</i> Terahertz Photonics and Spectroscopy on Novosibirsk Free Electron Laser	3
2. <i>P. S. Zavyalov, M. S. Kravchenko, E. S. Zhimuleva.</i> Foucault Knife-Edge Method Application for Adaptation of the Millimetron Observatory Mirror System.....	27
3. <i>S. A. Shoydin.</i> Influence of Aberrations of Optics on Density of Recording of Holographic Information	35
4. <i>P. S. Zavyalov, D. R. Khakimov, A. A. Guschina, A. V. Ermolenko, D. V. Skokov, V. Yu. Sartakov.</i> Development of a Straightness Inspection System of the Rifled Guns Channels.....	47
5. <i>N. A. Kolosov, S. S. Boldova.</i> Assessment of Possibility of Determination Elemental Composition of Wastewater Using Small-Size Atomic-Absorption Spectrometer with Continuous Spectrum Source	55
6. <i>Y. V. Chugui.</i> Volumetric Effects for Image Formation of 3D Asymmetric Edge.....	65
7. <i>V. S. Korneyev, V. A. Reichert.</i> Computer Model of Interference Pictures of the Newton Rings	82
8. <i>I. A. Vykhristyuk.</i> Use of Artificial Neural Network for Automation of Appearance Control of Fuel Elements of BN-800 Reactors	88
9. <i>S. A. Shoydin, A. L. Pazojev.</i> Correction of Projective Deformations of 3D Object on the Stage of Hologram Formation.....	97
10. <i>O. V. Komin, O. V. Pelipasov.</i> Reducing the Detection Limits of Spectrometer with Nitrogen Microwave Plasma «GRAND-SVCH».....	108
11. <i>N. Y. Nikanorov, E. G. Bobyleva.</i> Control Methods of Optical Details with Free-Form Surfaces and Kinoform Elements.....	118
12. <i>Y. Ts. Batomunkuev, A. A. Pechenkina.</i> Calculation of the Achromatic Diffraction System with Corrected Spherical Aberration (part 2).....	127
13. <i>N. A. Gurin, V. P. Korolkov, Y. T. Batomunkuev, E. V. Spesivtsev.</i> Mask Recording Technique of on Multilayered Coatings (part 2)	134
14. <i>Y. Ts. Batomunkuev.</i> Achromatization of the Volume Holographic Optical Elements.....	139
15. <i>V. I. Nalivaiko, M. A. Ponomareva.</i> Recording of Diffraction Gratings with an Active Stabilization Scheme of Interference Field.....	146

16. <i>R. I. Kuts, V. P. Korolkov, R. V. Shimansky, V. N. Khomutov, A. I. Malyshev.</i> Substrate Material Influence on the Thermochemical Laser Writing of Diffractive Structures on Zirconium Films	153
17. <i>M. O. Maxudov, I. E. Doroshenko, A. S. Grehov, D. G. Makarova.</i> A Version of an Intrusion Detection System with a Trap Module	160
18. <i>M. O. Maxudov, I. E. Doroshenko, A. S. Grehov, D. G. Makarova.</i> Relevance of the Development of an Intrusion Detection System with a Trap Module.....	165

Научное издание

ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ

XVI Международный научный конгресс

Сборник материалов в 8 т.

Т. 8

Национальная конференция с международным участием

«СИБОПТИКА-2020»

№ 1

Материалы публикуются в авторской редакции

Компьютерная верстка: *Н. Ю. Леонова, О. И. Голиков*

Изд. лиц. ЛР № 020461 от 04.03.1997.

Подписано в печать 17.08.2020. Формат 60 × 84 1/16.

Усл. печ. л. 9,99. Тираж 34 экз. Заказ 93.

Гигиеническое заключение

№ 54.НК.05.953.П.000147.12.02. от 10.12.2002.

Редакционно-издательский отдел СГУГиТ
630108, Новосибирск, ул. Плахотного, 10.

Отпечатано в картопечатной лаборатории СГУГиТ
630108, Новосибирск, ул. Плахотного, 8.